XX Петербургские чтения по проблемам прочности,

посвященные памяти профессора В.А. Лихачева

10 – 12 апреля 2012 г. Санкт-Петербург

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ



Научный Совет РАН по физике конденсированных сред

Межгосударственный координационный Совет по физике прочности и пластичности материалов

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Санкт-Петербургский государственный университет

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

XX

Петербургские чтения по проблемам прочности,

посвященные памяти профессора В. А. Лихачева

10 – 12 апреля 2012 г. Санкт-Петербург

Сборник материалов

Часть 1

Санкт-Петербург 2012

ХХ Петербургские чтения по проблемам прочности. Санкт-Петербург, 10-12 апреля 2012 г.: сборник материалов. – Ч. 1. - СПб.: Соло, 2012. - 332 с. **ISBN 978-5-98340-277-5**

В сборнике опубликованы материалы докладов, представленные на XX Петербургских Чтениях по проблемам прочности учеными из России и ближнего зарубежья. Доклады отражают достижения и современные тенденции развития науки о прочности, пластичности и других физико-механических свойствах твердых тел.

ХХ Петербургские Чтения посвящены памяти одного из основателей и инициаторов их проведения – профессора Владимира Александровича Лихачева (1931–1996 гг.), крупного ученого в области физики и механики прочности, яркого и талантливого представителя Ленинградской (Петербургской) школы прочнистов. Работы В.А.Лихачева по структурно-аналитической теории прочности, континуальной теории дефектов, теории структуры стекол, исследованию и практическому применению сплавов с эффектом памяти формы, прежде всего в аэрокосмической области, хорошо известны и получили высокую оценку российских и зарубежных специалистов.

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

Статьи публикуются в авторской редакции

ISBN 978-5-98340-277-5



В. А. ЛИХАЧЕВ И ЕГО ВКЛАД В ОРГАНИЗАЦИЮ НАУЧНОГО СООБЩЕСТВА

Владимир Александрович Лихачев (1931 – 1996 гг.) – яркий и талантливый представитель Ленинградской (Петербургской) школы, в которую входила целая плеяда выдающихся ученых, связанных с изучением физико-механических свойств твердых тел (А.Ф. Иоффе, Я.И. Френкель, Н.Н. Давиденков, С.Н. Журков, В.В. Новожилов, А.В. Степанов и многие другие).

2011 и 2012 годы совпали с тремя юбилейными датами, связанными с именем В.А. Лихачева. В 2011 году научная общественность отметила 80-летие со дня рождения Владимира Александровича, работы которого в области физики и механики прочности, особенно по исследованию и применению сплавов с эффектом памяти формы, хорошо известны и получили высокую оценку российского и зарубежного научного сообщества. Необходимо особо отметить и огромный вклад В. А. Лихачева в научно-организационную деятельность.

В этом году проводятся юбилейные XX Петербургские Чтения по проблемам прочности, одним из основных организаторов которых и бессменным председателем Оргкомитета был В.А. Лихачев. Чтения, которые проводятся ежегодно в Петербурге с 1989 года, стали престижным научным форумом, на котором выступают ведущие российские и зарубежные ученые. И в этом – несомненная заслуга В.А. Лихачева. Высокий уровень Петербургских Чтений инициировал проведение с 2009 по предложению А.М. Глезера Московских Чтений по проблемам прочности; в настоящее время Чтения в Петербурге и Москве ежегодно чередуются. Стало хорошей традицией связывать Чтения с памятью известных ученых, работавших в области физикомеханических свойств материалов. В разные годы Петербургские и Московские Чтения посвящались памятным датам, связанным с именами Н.Н. Давиденкова, С.Н. Журкова, Ю.А. Осипьяна, А.В. Степанова, А.Н. Орлова, В.Л. Инденбома, Л.М. Утевского, а в этом году –В.А. Лихачева.

В 2012 году исполняется 20 лет (и это тоже юбилейная дата) со дня создания Межгосударственного координационного Совета по физике прочности и пластичности материалов, организатором которого был В.А. Лихачев.

11 марта 1992 года в Санкт-Петербурге состоялось заседание секции «Физика прочности и пластичности материалов», которая входила в один из научных Советов АН СССР. На этом заседании по предложению председателя секции – В.А. Лихачева, был обсужден вопрос о создании организации (Совета), способного заменить секцию в связи с прекращением существования СССР и АН СССР. Сессия постановила, что с целью координации работ в области физики прочности и пластичности материалов, сохранения и развития исторически сложившегося научно-информационного пространства в данной области знаний для государств, входивших ранее в состав СССР, создается на базе существовавшей секции Межгосударственный координационный Совет по физике прочности и пластичности материалов (МКС). Его председателем единогласно был избран В.А. Лихачев, а его региональными заместителями – О.М. Ивасишин, В.И. Бетехтин и Э.В. Козлов. МКС (со штаб-квартирой в С.-Петербурге) был организован как общественная, самостоятельная структура.

Прошедшие 20 лет полностью подтвердили своевременность и плодотворность идеи В.А. Лихачева об организации МКС. В настоящее время в состав МКС входит

более 100 ведущих и наиболее квалифицированных специалистов в области физики прочности и пластичности материалов, в основном, из России, Украины и Беларуси, а также представителей Казахстана, Таджикистана. Среди членов Совета – академики и члены-корреспонденты академий наук России, Украины, Беларуси.

Основное внимание МКС уделяет организации и проведению конференций. Среди них особо хотелось бы выделить традиционную, проводимую с 1980 года ежегодно (иногда дважды в год) конференцию «Актуальные проблемы прочности» (АПП). Эта конференция проводилась в разных городах СССР, а после его распада – России, Беларуси, Украины. Огромная заслуга в создании и проведении АПП принадлежит также В.А. Лихачеву. По инициативе и участии МКС, председателем которого до 1996 года был В.А. Лихачев, только с 1992 года было проведено 25 Межлународных конференций «Актуальные проблемы прочности», которые прошли в городах: С.-Петербург (1995, 1996, 2001 гг.), Великий Новгород (1992, 1994, 1997, 2002 гг.), Псков (1993, 1999 гг.), Вологда (1992, 2006 гг.), Тамбов (1992, 2003 гг.), Ухта (1992 г.), Черноголовка (2002 г.), Калуга (2004 г.), Белгород (2006 г.), Нижний Новгород (2008 г.), Тольятти (2009 г.), Витебск (2000, 2004, 2007, 2008 гг.), Киев (2001, 2010 гг.), Харьков (2011 г.). Организаторами конференции в Украине (Киев, Харьков) были академики НАНУ – С.А. Фирстов и И.М. Неклюдов, а в Беларуси (Витебск) – академик НАНБ – В.В. Клубович и профессор В.В. Рубаник. В настоящее время, начиная с 1980 г., проведено 52 конференции «Актуальные проблемы прочности», которые прошли в 26 разных городах.

МКС способствовал возрождению старейшей и представительной конференции «Физика прочности и пластичности материалов», которая по инициативе профессора Ю.С. Терминасова, проводилась с 1960 г. один раз в 3-4 года. Очередная конференция 2003 года прошла в Тольятти (организатор – профессор А.А. Викарчук), а в 2006 и 2009 гг. – в Самаре (организатор – профессор А.М. Штеренберг). Члены МКС активно участвуют в проведении ряда ставших уже традиционных конференций. С 2000 года раз в два года в Черноголовке проходят Международные конференции «Фазовые превращения и прочность кристаллов», посвященные памяти академика Г.В. Курдюмова (организаторы – профессора А.М. Глезер и Б.Б. Страумал). С 1992 года в Барнауле периодически проводится Международная школа «Эволюция дефектной структуры в конденсированных средах» (организатор – профессор М.Д. Старостенков). С 1996 года в Тамбове один раз в 2-3 раза года проходит Международная конференция «Микромеханизмы пластичности, разрушения и сопутствующих явлений» (организатор – профессор В.А. Федоров). Стала традиционной и конференция «Прочность и разрушение материалов и конструкций», проводимая в Оренбурге (организатор – профессор Г.В. Клевцов).

Таким образом, можно констатировать, что сформулированная создателем и первым председателем МКС задача по сохранению и дальнейшему развитию сформировавшихся еще в СССР тесных связей научных школ и направлений, успешно выполняется и спустя 16 лет после ухода из жизни В.А. Лихачева.

Владимир Александрович Лихачев оставил нам в наследство не только результаты своих значимых научных разработок, но и возможность плодотворного научного общения на «Петербургских Чтениях», «Актуальных проблемах прочности» и целом ряда других Международных конференций, организуемых Межгосударственным координационным Советом по физике прочности и пластичности материалов.

Председатель МКС профессор В. И. Бетехтин

ПРОФЕССОР ВЛАДИМИР АЛЕКСАНДРОВИЧ ЛИХАЧЕВ И НАУКА О ПРОЧНОСТИ



В.А.Лихачев – физик и механик

Владимир Александрович Лихачев получил высшее образование физика в Ленинградском Политехническом институте (ныне – Санкт-Петербургский Государственный Политехнический университет) в 1956 г. по специальности «Техническая физика», получив диплом с отличием, а затем учился в аспирантуре и работал по специальности в Физико-

Техническом институте им. А.Ф. Иоффе АН СССР. В конце 1960-х – начале 1970-х годов В.А.Лихачев был признан научным сообществом, как один из ярких лидеров в физике прочности. Однако затем он был приглашен на работу заведующего лабораторией сопротивления материалов математико-механического факультета Ленинградского государственного университета. Таким образом, он стал ученыммехаником в области механики деформируемого твердого тела. Но, независимо от места работы, вся научная деятельность Владимира Александровича Лихачева была связана с решением задач о прочности материалов. Это понятие он трактовал широко: к науке о прочности он относил не только задачи описания и предсказания разрушения или неразрушения материалов, но также задачи, относящиеся к пластической и, вообще, неупругой деформации, определению и описанию микроструктуры, поведения функциональных материалов и т.д. Следует особо отметить, что, физик по образованию, В.А.Лихачев при разработке тех или иных моделей деформации или разрушения всегда стремился исходить из особенностей физических процессов и механизмов, лежащих в основе различных проявлений деформации. Но, как механик, конечной своей целью он ставил создание эффективных методов расчета прочности и деформации материалов, особенно ценя решения, позволяющие выйти на уровень инженерных расчетов. И это ему удавалось: В.А.Лихачев внес большой вклад в реализацию сборки ферменных конструкций в космосе на борту орбитальной станции «Мир». Сам хороший физик-экспериментатор, он много сил посвятил созданию теории для расчета деформации и разрушения и всегда призывал к объединению и взаимодействию усилий экспериментаторов и теоретиков.

На годы становления его научной деятельности пришелся период кризиса в науке о прочности, причины которого В.А.Лихачев сформулировал следующим образом.

• Исчерпание потенциала развития механики прочности материалов в связи с отрывом от физического содержания решаемой задачи – с одной стороны.

• Нереализованные надежды на выход физики прочности и пластичности в область решения проблем инженерного характера – с другой стороны.

Выполненный им анализ причин создавшегося положения показал, что для своего успешного развития механика деформируемого твердого тела должна обратиться к учету закономерностей физических процессов приводящих к деформации и разрушению. В свою очередь, физика твердого тела должна рассматривать не только элементарные акты деформации на атомарном уровне или уровне отдельных дислокаций, но обратиться к изучению коллективных форм движения дефектов и выйти на промежуточный между микро- и макроуровнями мезоскопический уровень описания деформации. Таким образом, необходим синтез методов и подходов физики и механики материалов, а также материаловедения.

Принципы построения науки о прочности, сформулированные В.А.Лихачевым

Научные исследования В.А.Лихачева позволили ему выдвинуть научные положения, сформулировать принципы и проблемы, которые необходимо учитывать при построении науки о прочности. Перечислим основные из них.

• Выбор представительного объема. Необходимо четко определить, что в каждой конкретной модели выбрано в качестве представительного объема, т.е. "точки" в континууме. Представительный объем должен содержать много характерных элементов структуры, ответственных за формирование физико-механических свойств материала, и быть много меньше характерного размера деформируемого тела.

• Разномасштабность и структурные уровни. Несводимость явлений к одному уровню.

• Многообразие механизмов массопереноса. Дислокационный сдвиг, зернограничное проскальзывание, диффузия, двойникование, твердофазные реакции, трещины, поры и т.д. Законы функционирования каждого из этих каналов массопереноса необходимо формулировать на соответствующем структурном уровне с учетом симметрийных ограничений для каждого из процессов.

• Пространственная и временная гетерогенность процессов деформации и разрушения. Эта особенность процесса деформации может быть учтена путем рассмотрения элементарных процессов на микроуровне и последующем суммировании (усреднении) их вкладов в макроскопическую скорость деформации.

• Проблема усреднения и потеря информации. Следует помнить, что при замене пространственного усреднения статистическим всегда происходит потеря возможности непосредственного учета взаимодействия соседних объемов тела, который следует компенсировать косвенными методами, например, с помощью введения самосогласованного поля внутренних напряжений.

• Наследственность и проблема функциональности свойств. Функционалы на макро- и микроуровнях. Сдвиг, двойникование, диффузия, мартенситное превращение и другие явления как физические причины наследственности.

• Новые объекты физики и механики прочности. Материалы с мартенситным каналом неупругости, керамики, нано- и квазикристаллы, аморфные материалы и т.д. При описании деформации новых материалов следует, прежде всего, определить механизмы деформации и разрушения и сформулировать для них физические законы на соответствующем структурном уровне.

Парадоксальные научные положения, ставшие очевидными

Владимир Александрович Лихачев умел смотреть на проблемы неординарно и при этом он иногда высказывал утверждения, на первый взгляд казавшиеся парадоксальными. Однако при тщательном анализе выяснялось, что каждое такое утверждение позволяет увидеть проблему в концентрированном виде, и во многих случаях справедливо. Парадоксальные положения иногда выдвигались в науке о прочности и раньше, приводя к более четкому пониманию природы явлений. Примерами таких положений являются следующие:

Всякое разрушение начинается с поверхности

(А.Ф.Иоффе). Всякому даже хрупкому разрушению предшествует пластическая деформация

(А.В.Степанов).

6

Приведем некоторые из таких положений, высказанных В.А.Лихачевым.

• Возможно разрушение лазером прозрачных, не поглощающих свет материалов. На первый взгляд невозможное явление было обнаружено экспериментально и сформулирован критерий оптической прочности кристаллов.

• Дисклинации (в том числе, и полные) могут существовать в кристаллах.

В самом деле, долгое время считалось, что из-за большой упругой энергии дисклинации не могут существовать в твердых кристаллах. Однако в настоящее время такие дефекты поворотного типа обнаружены в малых объектах – нанокристаллах, наличие дисклинаций в которых, как раз ввиду недопустимости больших внутренних напряжений, препятствует их росту. Кроме того, доказано наличие дисклинаций в сильно деформированных материалах при развитии ротационных мод деформации.

 Структурная сверхпластичность возможна в крупнозернистых материалах и монокристаллах.

Действительно, сверхпластичность характерна, прежде всего, для мелкозернистых материалов, но, как было подмечено В.А.Лихачевым, вполне возможна и в обычных крупнозернистых материалах при условии, что процессы упрочнения (накопления дефектов) и разупрочнения происходят с одинаковой скоростью, что возможно при определенных значениях температуры и скорости деформации, например, в случае динамической рекристаллизации.

• Чтобы интенсифицировать диффузию, материал надо охлаждать.

Это вовсе не означает, что диффузия при низких температурах идет интенсивнее, чем при высоких, но она может интенсифицироваться в неизотермических условиях именно при охлаждении.

• Чтобы сделать сталь сверхпластической, ее надо сначала закалить.

В.А.Лихачевым было обнаружено и исследовано явление сверхпластичности закаленных сталей.

• Для лучшей обработки TiNi резанием деталь надо нагреть.

Никелид титана – не обычный конструкционный материал. Обычную пластичность он проявляет в высокотемпературном состоянии. В этом состоянии его и лучше обрабатывать.

• Стекло есть кристалл, но с дисклинациями и диспирациями.

В.А.Лихачев много усилий посвятил изучению строения стекла. В частности, он отстаивал дисклинационную модель стекла. Действительно, дисклинации вносят сильные искажения в кристаллическую структуру, нарушают параллелизм кристаллографических направлений, повышают энергию, причем суммарная энергия дисклинаций по некоторым оценкам близка к энергии кристаллизации аморфного металла.

Владимир Александрович Лихачев – выдающийся ученый-прочнист, физик, механик, металловед, инженер. Его труды во многом определили направления исследований в области физики и механики деформируемого твердого тела.

> Заведующий лабораторией прочности материалов СПбГУ профессор А.Е.Волков

СПЛАВЫ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ

Разов А.И.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия razov@smel.math.spbu.ru

Основной поток предложений как использовать эффект памяти формы (ЭПФ) появился после его обнаружения в начале 60-х годов в сплавах TiNi. Одни из первых предложений касались и бурно развивавшейся тогда космической техники [1, 2]. Однако, вплоть до 80-х годов, ни одно устройство, в котором использовались бы сплавы с ЭПФ, не побывало в космосе. Первым выходом никелида титана на орбиту приято считать 1982 год, когда на внешней поверхности станции «Салют-7» начались долговременные испытания герметичности термомеханических соединений трубопроводов под воздействием космических факторов. В 1988 году подобного рода термомеханические соединения прошли упешную проверку в ответственных конструкциях во время полета космического корабля многоразового использования «Буран».

В лаборатории прочности материалов НИИ математики и механики Санкт-Петербургского (тогда Ленинградского) государственного университета под руководством Владимира Александровича Лихачева совместные с Ракетно-Космической Корпорацией «Энергия» работы по применению никелида титана в космической технике начались после встречи с Александром Григрьевичем Чернявским на Всесоюзной конференции «Сверхупругость, эффект памяти и их применение в новой технике» в Томске в 1985 году. В 1989 году на борту транспортного корабля «Прогресс-40» был проведен эксперимент «КРАБ», в результате которого с помощью проволочных приводов были развернуты две крупногабаритные конструкции диаметром 20 м каждая [1,2]. Одним из самых масштабных являлся эксперимент "СО-ФОРА", целью которого была проверка разработанной технологии сборки ферменных конструкций в открытом космосе с помощью термомеханических соединений, в которых основную роль играла муфта из материала с ЭПФ [2-4]. Этот эксперимент был проведен в июле 1991 года на станции "Мир" космонавтами А. Арцебарским и С. Крикалевым, в результате которого была собрана ферменная конструкция длиной 14,5 метров. В 1992 году на вершине фермы установили выносную двигательную установку, которая значительно упростила управление ориентацией станции. В 1998 году установка исчерпала свой ресурс и была заменена на новую, которая прослужила вплоть до затопления станции в 2001 году. Технологию трансформирования крупногабаритных конструкций в открытом космосе с помощью сплавов с ЭПФ еще раз апробировали в ходе эксперимента «РАПАНА [2, 4–6]. В рамках этой программы была сконструирована и изготовлена трансформируемая ферма длиной 5 м с поперечным сечением 0,3х0,4 м и массой 13 кг. Кроме того, в этом же проекте было сконструировано устройство расчековки с использованием никелида титана. В сентябре 1993 года ферма была закреплена на внешней поверхности станции «Мир» и переведена из транспортного положения в рабочее проволочными приводами из никелида титана.

В российской космонавтике сплавы с ЭПФ были использованы также при развертывании пассивной системы ориентации спутника «Татьяна» в 2005 году и на борту Международной Космической станции в термочувствительном устройстве.

В американской астронавтике сплав TiNi с ЭПФ был впервые использован в 1994 году в устройствах удержания и расчековки "Frangibolt", фиксировавших солнечные батареи автоматической космической станции "Clementine" в транспортном положении и освобождавших их по команде с Земли. Можно предположить, что

именно наше успешное применение сплавов с ЭПФ позволило преодолеть консерватизм американских конструкторов и менеджеров.

В декабре 1996 года сплавы с ЭПФ "вышли" за пределы орбиты Земли к Марсу на автоматической межпланетной станции "Pathfinder" с марсоходом "Sojourner", на корпусе которого в устройстве для исследования запыленности марсианской атмосферы был использован многоцикловый проволочный привод из никелида титана. В 1999 году на борту американского космического челнока «Columbia» был проведен эксперимент «Light-weight flexible solar array» (LFSA) по раскрытию небольших панелей солнечных батарей с помощью шарниров в виде двойных пластин из никелида титана. Тот же эксперимент уже без участия человека был повторен на борту спутника Earth Observing I в 2000 году. В 1999 году на борту индийского спутника связи INSAT-2E было установлено два проволочных привода створок солнечных батарей. С тех пор никелид титана неоднократно был использован, в основном, в устройствах удержания и расчековки.

В XXI веке количество предложений и вариантов использования никелида титана в космической технике расширяется. Конечно, устройства расчековки остаются лидером, но значительное направление исследований связано с управлением колебаниями различных конструкций или изменением их жесткости, мартенситные двигатели, которым было посвящено большое количество работ в 80-е годы прошлого века, могут найти применение на борту космических станций в перспективных преобразователях тепловой энергии в электрическую. Существуют предложения использовать не только однократую, но и обратимую память формы, на основе которой, например, действует система терморегуляции. Есть и уникальные устройства, например, для взятия образцов с поверхности малых тел с летящего рядом космического аппарата.

Таким образом, сплавы с ЭПФ завоевали свое место в космической технике и расширение их применения ограничено лишь консервативностью конструкторов и кругом подежащих решению задач.

Список литературы

- 1. Razov A., Cherniavsky A. Applications of shape memory alloys in Space Engineering: past and future // Proceedings of the 8th European Space Mechanisms and Tribology Symposium (ESMATS'99), Sept. 29 Oct. 1, 1999, Toulouse, France. SP-438. 1999. P. 141-145.
- Razov A. I. Application of Titanium Nickelide–Based Alloys in Engineering // The Physics of Metals and Metallography. 2004. V.97, Suppl.1. P.97-126.
- Likhachev V.A., Razov A.I., Cherniavsky A.G., Kravchenko Yu.D., Trusov S.N. Truss mounting in space by shape memory alloys // Proceedings of the First International Conference on Shape Memory and Superelastic Technologies SMST-94, March 7-10, 1994, Asilomar Conference Center, Pacific Grove, California / Ed. by A.R.Pelton, D.Hodgson and T.Duerig. – 1995. – P.245-248.
- Кравченко Ю.Д., Лихачев В.А., Разов А.И., Трусов С.Н., Чернявский А.Г. Опыт применения сплавов с эффектом памяти формы при сооружении крупногабаритных конструкций в открытом космосе // Журнал технической физики. – 1996. – Т.66, Вып.11. – С.153-161.
- Razov A.I., Cherniavsky A.G., Korneev V.Yu., Kravchenko Yu.D. Shape memory actuators for space applications // Proceedings of the Second International Conference on Shape Memory and Superelastic Technologies SMST-97, March 2-6, 1997, Asilomar Conference Center, Pacific Grove, California, USA / Ed. by A.R.Pelton, D.Hodgson, S.M.Russel and T.Duerig. – 1997. – P.311-316.
- Razov A., Cherniavsky A. Application of SMAs in modern spacecraft and devices // J. de Physique IV. 2003. V.112, N 10. P.1173-1176.

О ПЕРСПЕКТИВАХ СОЗДАНИЯ ЖАРОПРОЧНЫХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ НИОБИЯ

Карпов М.И.

Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл. karpov@issp.ac.ru

В настоящее время ресурс суперсплавов на основе системы никель-алюминий для изготовления сопловых и турбинных лопаток газотурбинных двигателей практически исчерпан. Низкие температуры плавления этих сплавов (около 1400 °C) ограничивают собственные рабочие температуры лопаток интервалом 1100–1150 °C. Для того, чтобы изготовленные из этих материалов лопатки могли работать в газовом потоке с температурой 1400-1600 °C, их охлаждают продувкой воздухом, от компрессора, отбирая, таким образом, часть мощности двигателя. Поскольку эффективность газотурбинного двигателя тем выше, чем выше температура в камере сгорания, конструкторы постоянно стремятся повысить температуру газового потока. Однако это повышение требует увеличения интенсивности охлаждения лопаток, что в свою очередь приводит к повышению отбора мощности двигателя. В результате возникает ситуация, когда повышение температуры газового потока не приводит к повышению эффективности работы двигателя. Естественным выходом из этой ситуации является разработка новых, более жаропрочных сплавов для изготовления этих, самых нагруженных элементов двигателя, способных работать при собственной температуре 1300–1400 °C. Одним из наиболее перспективных для этих целей направлением является разработка сплавов на основе системы ниобий-кремний. Ниобиевый угол диаграммы состояния этой системы аналогичен никелевому углу диаграммы состояния никель-алюминий. В связи с этим опыт работы с никелевыми суперсплавами может быть использован при разработке ниобиевых эвтектических сплавов типа ниобий – интерметаллид Nb₃Si или ниобий – интерметаллид Nb₅Si₃. Температура их плавления 1920 °С. Перспективной в качестве основы новых сплавов может быть также система ниобий – алюминий. На ее основе могут быть получены двухфазные сплавы – композиты ниобий – интерметаллид Nb₃Al температурой плавления 2060 °C. Исследования по созданию сплавов и технологий в этих двух системах ведутся с 2009 г. в ИФТТ РАН.

В табл. 1 приведены данные о высокотемпературной кратковременной прочности при испытании на изгиб модельных образцов сплава Nb–18,7 ат.% Si, полученных в ИФТТ РАН методом направленной кристаллизации.

Таблица 1. Кратковременная прочность образцов, полученных методом направленной кристаллизации.

№ образца	Температура испытания, °С	Кратковременная прочность, МПа
1	1250	490
2	1300	375
3	1350	453
4	1350	490

В табл. 2 приведены такие же результаты для образцов сплавов Nb-Al различного фазового состава, полученных в ИФТТ РАН методом порошковой металлургии.

Таблица 2. Кратковременная прочность образцов, полученных методом порошковой металлургии

№ образца	Состав образца	Температура испытания, °С	Кратковременная прочность, МПа
1	Nb-7,4% Al	1350	245
2	Nb-25% + Nb ₃ Al-75%	1350	184
3	Nb-25% + Nb ₃ Al-75%	1350	267
4	Nb-25% + Nb ₃ Al-75%	1350	184

Как видно из представленных данных, более высокие жаропрочные свойства имеют модельные сплавы, полученные методом направленной кристаллизации. Однако и данные для сплавов системы Nb–Al дают надежду на перспективность их использования для создания промышленных жаропрочных сплавов нового поколения.

ИНЖЕНЕРИЯ ГРАНИЦ ЗЕРЕН И РЕАЛИЗАЦИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ТВЕРДОСТИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОКРИСТАЛЛАХ

Глезер А.М., Фирстов С.А.*, Шурыгина Н.А.

ИМФМ им. Г.В. Курдюмова, Москва, Россия * ИПМ им. И.Н. Францевича НАНУ, Киев, Украина a.glezer@mail.ru

С помощью метода инженерии границ зерен для закаленного из жидкого состояния сплава $Ti_{49}Ni_{24}Cu_{24}B_3$ получено нанокристаллическое состояние ($D \ge 30$ нм), содержащее наночастицы боридных фаз Ti_2B и TiB_2 размером около 5 нм. Показано, что введение наночастиц в границы зерен подавляет процесс низкотемпературного зернограничного проскальзывания и смещает область аномалии соотношения Холла–Петча к меньшим значениям среднего размера нанокристаллов. Установлено, что применение метода инженерии границ зерен позволяет на 20 % повысить максимальное нормированное значение микротвердости и существенно приблизиться к теоретическому пределу этой характеристики.

С помощью инженерии границ зерен получены также близкие к теоретическим значения прочности на разрыв и микротвердости (5 и 18 ГПа, соответственно) в сплавах Со–В Fe–Cr–В, закаленных из расплава с эффективной скоростью, близкой к критической.

ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ АМОРФНЫХ СПЛАВОВ НА РАННИХ СТАДИЯХ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Шурыгина Н.А., Глезер А.М., Блинова Е.Н.

ЦНИИчермет им. И.П. Бардина, Москва, Россия shnadya@yandex.ru

Эффективным способом получения объемных нанокристаллических материалов с высокими функциональными характеристиками является нанокристаллизация аморфного состояния. В процессе нанокристаллизации образуются двухфазные аморфно-нанокристаллические структуры (АНС). На ранних стадиях кристаллизации формируется аморфная матрица с равномерно расположенными частицами кристаллической фазы с объемной долей $V_v \leq 0,5$ (АНС первого типа); на поздних стадиях – нанокристаллические зерна, разделенные тонкими аморфными прослойками (АНС второго типа).

Целью данной работы явилось экспериментальное изучение механического поведения аморфных сплавов на ранних стадиях перехода из аморфного состояния в кристаллическое. Объектами исследования явились образцы пяти исходно аморфных сплавов: Fe₇₀Cr₁₅B₁₅ (сплав 1), Fe₅₈Ni₂₅B₁₇ (сплав 2), Fe₅₀Ni₃₃B₁₇ (сплав 3), Ni₄₄Fe₂₉Co₁₅B₁₀Si₂ (сплав 4), и Fe_{73,5}Si_{13,5}B₉Nb₃Cu₁ (сплав 5). Все сплавы получены в аморфном состоянии методом спиннингования расплава. Формирование АНС первого осуществляли путем контролируемого отжига аморфных сплавов. Отжиг для получения АНС первого типа осуществляли в интервале 450–520 ^оС (сплав 1), 250– 450 ^oC (сплавы 2–4), и 450–610 ^oC (сплав 5) в течение 0,5–2 час. С помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) определены структурные параметры (средний размер *D*, объёмная плотность N_v и объёмная доля V_v) нанокристаллов, выделяющихся на стадии первичной кристаллизации.

Показано, что в сплаве 1 основной вклад в рост прочности (микротвердости *HV*) в процессе выделения кристаллической фазы вносит «модульный» фактор упрочнения – более высокое значение модуля Юнга выделяющихся нанокристаллических частиц по сравнению с аморфной матрицей.

В сплаве 2 при значениях $V_v \le 0,1$ отмечается заметное снижение микротвердости *HV*, а при более высоких значениях V_v зависимость $HV(V_v)$ выходит на насыщение. При постоянном размере наночастиц (D = 20 нм) в сплаве 3 зависимость $HV(V_v)$ описывается зависимостью типа $HV \sim K(V_v)^n$, где n = 1/3.

Для сплава 4 зависимость $HV(V_v)$ разбивается на два участка ($(V_v)_{\kappa p} = 0,2$), каждый из которых аналогичен зависимости, полученной для сплава 3. Основным фактором упрочнения для этих сплавов является «структурный» фактор – упрочнение, связанное с взаимодействием деформационных полос сдвига с частицами нанокристаллической фазы.

Микротвердость HV сплава 5 постоянно растет с увеличением V_{ν} . Показано, что вклад в упрочнение вносят как рост N_{ν} , так и рост D. При увеличении N_{ν} наночастиц определяющее влияние на упрочнение оказывают оба фактора: «модульный» и «структурный».

УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Кардашев Б.К., Бетехтин В.И.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия, <u>b.kardashev@mail.ioffe.ru</u>; <u>Vladimir.Betekhtin@mail.ioffe.ru</u>

Приводятся данные об амплитудных зависимостях модуля Юнга и внутреннего трения (поглощения ультразвука) ряда поликристаллических металлов и сплавов с различным размером зерна. Среди них алюминий и его сплавы, титан, бериллий и др. Структура исследованных поликристаллов формировалась различными методами, включая равноканальное угловое прессование (РКУ), порошковую металлургию и т. д. Измерения проводились акустическим резонансным методом составного вибратора при продольных колебаниях на частотах около 100 kHz. По данным измерений амплитудных зависимостей модуля упругости произведена оценка микропластических характеристик. Экспериментальные данные обсуждаются в рамках представлений о дислокациях, на подвижность которых оказывают влияние не только спектр точечных дефектов, но и внутренние напряжения, уровень которых зависит от степени предварительной пластической деформации. Обсуждается также возможный вклад несплошностей (пор и микротрещин) на измеряемые акустические параметры.

Изучение характеристик упругой и обратимой микропластической деформации акустическим методом, связанных с колебательным движением дислокаций, позволяет получать информацию о природе процессов, которые в той или иной степени контролируют деформацию и разрушение кристаллических твердых тел.

Следует отметить, что полнота и достоверность информации существенно повышается при анализе влияния на изучаемые характеристики внешних факторов таких, как давление, температура, а также дополнительных данных об изменении при указанных воздействиях характеристик дефектной структуры, полученных другими, не акустическими методами.

Наиболее полно различные аспекты применения современной акустической методики (метода составного пьезоэлектрического вибратора) в механике, оптике и радиационной физике твердого тела изложены в [1]. Настоящая работа посвящена анализу механических (упруго-пластических свойств). Будут рассмотрены результаты исследования бериллия (размер зерна от 6 до 60 мкм) [2], микрокристаллического алюминия и сплава Al+0,2%Sc (размер зерна ≤ 1 мкм) [3–5], титана (размер зерен $\approx 0,2$ мкм) [6] и наноламината системы Cu–Nb (толщина слоев ≈ 10 нм) [7].

Процедура акустических измерений была следующей. На образце после изготовления или после того или иного воздействия, измерялись амплитудные зависимости $E(\varepsilon)$ и $\delta(\varepsilon)$. На рис.1–3 в качестве примера приведены данные для сплава Al +0,2%Sc и для наноламината Cu–Nb. Из зависимостей $E(\varepsilon)$, измеренных в вакууме, по схеме, представленной в [1], строились кривые "напряжение – микропластическая деформация" (рис. 2). При охлаждении и нагревании снимались температурные зависимости E(T) и $\delta(T)$ (рис 3*b*).





Рис. 1. Амплитудные зависимости модуля Юнга Е и декремента δ для образца сплава Al+0.2%Sc после восьми проходов РКУ прессования, измеренные до (1) и после (2) воздействия гидростатического давления 1.5 GPa; измерения проводились в вакууме при комнатной температуре; стрелки указывают направление изменения ε .

Рис. 2. Диаграммы «напряжение-неупругая деформация», полученные по данным акустических измерений для образца сплава Al+0.2%Sc после восьми проходов РКУ прессования до (1) и после (2) воздействия гидростатического давления 1.5 ГПа; измерения выполнены при комнатной температуре.



Рис. 3. Амплитудные (*a*) и температурные (*b*) зависимости модуля Юнга *E* и логарифмического декремента δ образца наноламината Cu–Nb. Зависимости измерялись до (1) и после (2) воздействия давления 1.5 ГПа. Температурные зависимости получены при охлаждении и последующем отогреве; кривые для декремента сдвинуты по вертикальной оси; тонкие стрелки указывают направление изменения температуры.

Микропластические свойства металлов и сплавов могут по-разному влиять на макропластические характеристики. Так при изучении поликристаллов бериллия [2] была выявлена связь акустических свойств, в частности, амплитудно-зависимого поглощения ультразвука и нелинейной микропластической деформации с величиной относительного удлинения при разрыве. В более ранних исследованиях (см. обзор в [2]) на ряде моно- и поликристаллов наблюдалось подобие температурных зависимостей характерных микро- и макропластических (предел текучести) напряжений.

При изучении микрокристаллического алюминия и сплава Al+0.2%Sc [3–5] была выявлена важная роль внутренних напряжений на измеряемый модуль упругости (модуль Юнга). В частности, рост модуля Юнга при увеличении числа проходов от 1 до 4 в процессе PKУ-прессования Al может быть объяснен только увеличением уровня дальнодействующих внутренних напряжений [3,5].

В [3] для образцов микрокристаллического Al, полученных после одного и четырех проходов РКУ-прессования, была обнаружена реверсия механических свойств при переходе от микро к макроуровню деформации: более высокому значению предела текучести соответствовали образцы с меньшими значениями разрывной прочности. Анализ полученных данных позволил объяснить причину наблюдаемой реверсии.

Влияние несплошностей на модуль Юнга и декремент ультразвуковых колебаний было обнаружено на сплаве Al+0.2%Sc [4, 5] и на наноламинате Cu–Nb [7], где изучалось влияние гидростатического давления на акустические параметры (рис. 1-3). При этом уменьшение объема несплошностей (нанопористости) после воздействия высокого гидростатического давления контролировалось методами малоуглового рентгеновского рассеяния и прецизионного измерения плотности. В [6] было показано, что уровень нанопористости влияет на упругий модуль и ультрамикрокристаллического Тi, полученного методом винтовой и продольной прокатки.

Таким образом, видно, что акустические свойства позволяют обнаруживать широкий спектр явлений, которые имеют место в металлах и сплавах под влиянием различных внешних воздействий.

Список литературы

- 1. Б.К. Кардашев. Кристаллография 54, 6, 1074 (2009).
- 2. Б.К. Кардашев, И.Б. Куприянов. ФТТ 53, 2356 (2011).
- 3. В.И. Бетехтин, А.Г.Кадомцев, Б.К. Кардашев. ФТТ 48, 8, 1421 (2006).
- 4. В.И. Бетехтин, V. Sklenicka, I. Saxi, Б.К. Кардашев, А.Г.Кадомцев, М.В. Нарыкова. ФТТ 52, 8, 1517 (2010).
- 5. В.И. Бетехтин, Б.К. Кардашев, М.В. Нарыкова. Научно-технические ведомости СПбГПУ 4(109), 104 (2010).
- 6. В.И. Бетехтин, Ю.Р. Колобов, М.В. Нарыкова, Б.К. Кардашев, Е.В.Голосов, А.Г.Кадомцев. ЖТФ 81, 11, 58 (2012).
- 7. В.И. Бетехтин, Ю.Р. Колобов, Б.К. Кардашев, Е.В.Голосов, М.В. Нарыкова, А.Г.Кадомцев, Д.Н.Клименко, М.И.Карпов. Письма в ЖТФ 38, 3, 88 (2012).

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Колобов Ю.Р.

Научно-образовательный инновационный центр «Наноструктурные материалы и нанотехнологии» Белгородского национального исследовательского госуниверситета (НИУ «БелГУ») г. Белгород, Россия, kolobov@bsu.edu.ru

Проведенные в последние два десятилетия прошлого века фундаментальные исследования закономерностей формирования фрагментированных структур с образованием большеугловых границ зерен в ходе большой пластической деформации при обычных или повышенных температурах во многом определили прогресс в разработке современных методов получения субмикрокристаллических (СМК) и наноструктурных (НС) металлов и сплавов воздействием пластическими деформациями [1–7].

Рассмотрены закономерности формирования зеренно-субзеренной структуры при воздействии пластической деформацией с целью уменьшения размера элементов структуры до наномасштабного уровня и увеличения доли большеугловых границ зерен (ГЗ) в зеренно-субзеренном ансамбле, состоящем из дислокационных малоугловых границ субзерен и большеугловых границ зерен [8,9]. Показано, что целенаправленное увеличение доли большеугловых границ зерен в полигонизованной структуре за счет формирования большеугловых границ путем последовательного увеличения углов разориентировки на малоугловых границах субзерен при многократном чередовании прокатки (на небольшую степень деформации) и последующего дорекристаллизационного отжига в чистых металлах (на примере Ni, Mo), не приводит к уменьшению размера элементов зеренно-субзеренной структуры менее чем 0,4-0,5 мкм [6]. Это согласуется с имеющимися в литературе теоретическими оценками «насыщения» процесса «дробления» структурных элементов при достижении ими указанного интервала размеров [4]. На примере жаропрочных дисперсноупрочненных композитов системы Ni-3 об. % HfO₂ (ThO₂ илиY₂O₃) установлено, что указанный размер в чистых металлах ,в частности, может быть уменьшен за счет имеющей место в таких материалах корреляции размера формирующихся при механико-термической обработке (МТО) субзерен с расстоянием между достаточно крупными частицами (в интервале размеров порядка 400–500 Å для спектра распределения частиц по размерам от 50 до 1500 Å в рассматриваемых композитах). Такая корреляция возникает вследствие преимущественного (на начальных этапах упоминавшейся выше МТО) формирования малоугловых границ на частицах указанного выше интервала размеров[8].

Рассмотрены закономерности формирования зеренно-субзеренной структуры и образования нано-и микропористости при воздействии пластической деформацией с целью уменьшения размера элементов структуры до наномасштабного уровня и увеличения доли большеугловых границ зерен (ГЗ) в зеренно-субзеренном ансамбле, состоящем из дислокационных малоугловых границ субзерен и большеугловых границ зерен.

Эффективными способами формирования зеренно-субзеренных структур с большой долей большеугловых границ и уменьшением размера элементов структуры являются: интенсивная пластическая деформация методами кручения под высоким давлением, равноканальное угловое прессование (РКУП) (в том числе в сочетании с последующей прокаткой), винтовая экструзия, всестороннее прессование в

штамповой оснастке и разработанная в последние годы комплексная обработка с использованием винтовой прокатки в сочетании с обычной сортовой прокаткой. При этом наноструктурированное состояние (HC), отвечающее значительной (до 80% от общего числа) доле наноразмерных (менее 100 нм) зерен, как правило, удается сформировать в чистых металлах лишь при использовании кручения при высоком давлении, РКУП с противодавлением, а также перечисленными выше методами при использовании специально разработанных режимов. Наиболее эффективным промышленным способом получения длинномерных заготовок является указанная выше комплексная обработка, включающая винтовую прокатку [10].

В последние годы обнаружено, что в процессе интенсивной пластической деформации некоторыми из известных перечисленных выше методов возможно образование в металлах и сплавах микро- и нанопористости на границах зерен. Рассматривается влияние такой пористости на диффузионную проницаемость НС металлов и сплавов, их механические свойства, а также способы контроля и устранения такой пористости. Установлено, что такая пористость существенно снижает сопротивление усталости при циклическом нагружении, но не оказывает существенного влияния на характеристики прочности при квазистатическом нагружении (например, при испытаниях на растяжение при обычно используемых скоростях деформации).

Предполагается, что неравновесное состояние ГЗ после воздействия пластической деформацией в совокупности с малым размером зерен являются причинами активации зернограничного проскальзывания (ЗГП) в наноструктурных металлах и сплавах при низких гомологических температурах (вплоть до комнатной для таких металлов как медь, титан и другие). Развитие процесса ЗГП, в свою очередь, позволяет реализовать в исследуемых материалах низкотемпературную/высокотемпературную сверхпластичность в определенных температурно-скоростных условиях. Высокая диффузионная проницаемость металлов и сплавов в процессе воздействия деформацией и при проведении последующей механо-термической обработки позволяет получать объемные высокопрочные дисперсно-упрочненные сплавы и композиты с термически стабильной структурой для технического (сплавы на основе титана, никеля, молибдена, меди, железа) и медицинского (например, НС технически чистый титан, не содержащий вредных для живого организма легирующих элементов) назначений. Серийное производство прутков и пластин из такого титана, стабильность НС состояния в котором обеспечивается наличием нанодисперсных выделений карбида титана, налажено на предприятии «Металл-деформ» при НИУ «Бел-ГУ». Изготовленные из этого материала имплантаты поставляются в клиники РФ [11-14].

Список литературы

- 1. Лихачев В.А., Хайров Р.Ю.Введение в теорию дисклинаций, Л.:Изд-во Ленинградского университета, 1975.-183стр.
- 2. Трефилов В.И., Мильман Ю.В., Фирстов С.А. Физические основы прочности тугоплавких металлов: Киев: Наукова думка, 1975. - 315с
- 3. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел.—Новосибирск: Наука. Сиб. Отд-ние, 1985. 230с.
- 4. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов: М.: Металлургия, 1986. - 224с.
- 5. Владимиров В.И.Дисклинации в кристаллах.М.:Наука, 1986 .-222с
- 6. Романов А.Е., Владимиров В.И. Дисклинации и ротационная деформация твердых тел : Л., ФТИ им. А.Ф.Иоффе,1988.-227с.
- Павлов В.А. // Высокие пластические деформации и природа аморфизации и диспергирования кристаллических систем. Физика металлов и металловедение, 1986, Т. 67, вып. 5, С. 924-944.

- Колобов Ю.Р. Диффузионно-контролируемые процессы на границах зерен и пластичность металлических поликристаллов. Новосибирск: Наука. Сиб. предприятие РАН, 1998. 184 с.
- 9. Колобов Ю.Р., Каблов Е.Н., Козлов Э.В., и др. Структура и свойства интерметаллидных материалов с нанофазным упрочнением. Москва, Изд-во «МИСиС», 2008. 328 с.
- 10. Колобов Ю.Р. Технологии формирования структуры и свойств титановых сплавов для медицинских имплантатов с биоактивными покрытиями, Российские нанотехнологии. 2009, № 11-12, стр. 19-31
- 11. Колобов Ю.Р., Дручинина О.А., Иванов М.Б. и др. Формирование пористых комбинированных биоактивных покрытий на титановых сплавах ВТ6 и ВТ16 методом микродугового оксидирования. Нано- и микросистемная техника, 2009, №2, с. 48-53
- 12. Иванов М. Б., Пенкин А. В., Колобов Ю. Р., Голосов Е. В., Нечаенко Д. А., Божко С. А. Теплая поперечно-винтовая прокатка в валках конической формы как метод интенсивной пластической деформации. Деформация и разрушение материалов. 2010, №9, с. 13-18.
- 13. Иванов М.Б., Манохин С.С, Колобов Ю.Р., Голосов Е.В. Исследование структурнофазовых состояний медицинских титановых сплавов современными методами аналитической электронной микроскопии. Заводская лаборатория. Диагностика материалов, 2012, №1 (в печати).
- 14. [14] Бетехтин В.И., Колобов О.Р., Нарыкова М.В., Кардашев Б.К., Голосов Е.В., Кадомцев А.Г. Механические свойства, плотность и дефектная структура субмикрокристаллического титана ВТ1-0, полученного после интенсивной пластической деформации при винтовой и продольной прокатках // ЖТФ, вып. 11. - том 81. – 2011. - С. 58-64

ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ НА КИНЕТИКУ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ ПОЛИМЕРОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Слуцкер А.И., Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Гиляров В.Л.

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

Электрическим разрушением называют пробой диэлектрика при приложении электрического напряжения. Кинетический характер электрического разрушения проявляется в наступлении пробоя не сразу при приложении напряжения, а по истечении определенного времени (долговечности) тем большего, чем ниже напряжение.

Предыдущими работами установлено, что кинетика подготовки диэлектрика к пробою заключается в прыжковом (из ловушки в ловушку) вдоль электрического поля транспорте электронов, инжектированных из электродов, что ведет к формированию критического объемного заряда, вызывающего пробой. При низких температурах выходы электронов из ловушек происходят по подбарьерному (туннельному) механизму.

Обнаружено, что механическое растягивающее нагружение нанокристаллических полимеров, находящихся под электрическим напряжением, вызывает уменьшение электрической долговечности.

Так в неориентированном полиэтилене при температуре 100 К и напряженности электрического поля 0.5 ГВ/м приложение механического растягивающего напряжения 0.06 ГПа уменьшает долговечность более, чем на порядок. Это соответствует уменьшению барьера выхода электронов из ловушек на 0.1 эВ. Ловушки электронов в полимерах расположены между соседними цепными молекулами. Растягивающее нагружение в местах ориентации молекул ортогональной к оси растяжения вызывает увеличение расстояния между молекулами (увеличение ширины ловушек). Предположено, что увеличение ширины ловушки приводит к пропорциональному уменьшению ее энергетической глубины. Произведена количественная, расчетная оценка увеличения ширины ловушек прикладываемым механическим напряжением (на основе измеренного модуля упругости полимера при 100 К) и отсюда – оценка изменения барьера выхода электрона из ловушки. Расчетное значение оказалось близким к экспериментальному.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН" Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы"

ВЛИЯНИЕ НАНОПОРИСТОСТИ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ, ПОЛУЧЕННЫХ РКУ-ПРЕССОВАНИЕМ

Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Нарыкова М.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия Vladimir.Betekhtin@mail.ioffe.ru

Получение высокопрочных материалов является одной из важных задач современного материаловедения. Известно, что уменьшение размера зерна ведет к существенному повышению механических свойств металлических материалов. Одним из наиболее распространенных методов создания микрокристаллической структуры металлов и сплавов в настоящее время является равноканальное угловое прессование (РКУП).

Однако при РКУП, как показали экспериментальные данные [1,2], возможно образование областей избыточного свободного объема, в предельном случае – нанопор. Учитывая, что пористость может оказывать большое влияние на механические свойства, выявление роли нанопор в микрокристаллических материалах является актуальной задачей. В данной работе будут проанализированы результаты механических испытаний микрокристаллических металлических образцов с одинаковой степенью деформации (которая определяется числом проходов при РКУП), но с разным уровнем нанопористости.

В качестве объектов исследования были выбраны образцы Al (99.99%) и Cu (99.99%), полученные методом РКУП с различным числом проходов N. Для уменьшения интегрального объема нанопор в микрокристаллических образцах было использовано два способа – применение противодавления в процессе РКУП и обработка образцов высоким гидростатическим давлением после РКУП. Все испытанные образцы подвергались микроскопическим, рентгеновским и дилатометрическим исследованиям для определения параметров структуры. Рассмотрим результаты исследования образцов ультрамелкозернистой меди, полученных в двух режимах – без противодавления (РКУП, N = 12) и с противодавлением 250 МРа (РКУП, N = 12) [3]. Тенденция понижения нанопористости в процессе интенсивной пластической деформации за счет противодавления при РКУП отмечалась в [2]. Механические свойства измерялись при 300 К методом одноосного растяжения с постоянной скоростью $2.2 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$ на жесткой деформационной машине на образцах, вырезанных в форме лопаток с размерами рабочей части $17 \times 2.5 \times 1.7$ mm. Кроме того, на недеформированных участках образцов (в области захватов на растяжение) определялась величина микротвердости.

На рис.1 показаны зависимости интенсивности от угла рентгеновского рассеяния для образцов меди после РКУП с противодавлением и без него. Видно, что зависимости заметно отличаются – интенсивность рассеяния в случае с противодавлением заметно меньше. Обработка данных показала, что размеры рассеивающих неоднородностей в обоих случаях близки и составляют в предположении достаточно равноосной формы ~ 40 nm. В то же время объемные доли неоднородностей, в предположении их пустотной природы, существенно отличаются и составляют ≈ 1 и $\approx 2\%$ в случае РКУП с противодавлением и без противодавления соответственно. Пустотная природа неоднородностей была подтверждена результатами измерений плотности образцов ультрамелкозернистой меди. Так, плотность меди р при РКУП без противодавления составила 8.995 \pm 0.005, а с противодавлением 9.089 \pm 0.005 g/cm³. Следовательно, уплотнение за счет противодавления составляет величину 0.9%, что близко к разнице объемных долей нанопор, определенной методом малоуглового рентгеновского рассеяния.





Таким образом, использование противодавления в процессе РКУП приводит к существенному подавлению образования деформационной нанопористости, что, как было показано [3], оказывает влияние и на механические свойства материала. Действительно, образцы меди, приготовленные с применением противодавления при РКУП, демонстрируют более высокие показатели предела текучести – 420 MPa (без противодавления 365 MPa) и микротвердости – 1255 MPa (без противодавления 1160 MPa).

Рассмотрим теперь данные, полученные на микрокристаллических образцах алюминия. Половина образцов Al 99.99% после РКУП (от 1 до 12 проходов N) обрабатывалась высоким гидростатическим давлением \approx 1 GPa. Известно, что обработка таким давлением является эффективным способом понижения пористости материала, при этом давление величиной 1–10 GPa практически не влияет на дислокационную и блочную структуры, во всяком случае в Al и, по всей видимости, в других ГЦК-металлах [1]. Обе партии образцов Al – после РКУП и после дополнительной обработки их высоким гидростатическим давлением – испытывались в режиме ползучести в нейтральной среде при постоянных значениях напряжения и температуры (T = 473 K, $\sigma = 15$ MPa).

Рентгеновские и дилатометрические исследования микрокристаллических образцов алюминия показали, что обработка высоким гидростатическим давлением после РКУП также приводит к уменьшению нанопористости. Действительно, было установлено, что пористость образцов после РКУП составляла 0.1–0.3 %, что связано с наличием нанопор с размерами 30 nm, а приложение давления 1 GPa приводит к уменьшению полной пористости в 2–3 раза [4].

На рис. 2 приведены характерные кривые ползучести образцов алюминия после РКУП и после РКУП и приложения гидростатического давления 1 GPa после двух проходов. Видно, что дополнительная обработка высоким давлением существенно влияет на ползучесть, а именно приводит к увеличению долговечности образцов и снижению скорости ползучести. Этот эффект наблюдается для образцов алюминия, полученных после различного числа проходов ($N = 1 \div 12$) РКУП. Это дает основание полагать, что повышение долговечности образцов связано именно с уменьшением в них нанопористости под действием давления.



Рис. 2. Кривые ползучести образцов Al
99.99 % (*T* = 473 K, σ = 15 МПа) после РКУП
(1) и после РКУП и приложения гидростатического давления 1 GPa (2) для N = 2

Обнаружено также, что с увеличением числа проходов прирост долговечности за счет обработки образцов давлением уменьшается [4]. Очевидно, что это связано не с нанопорами, а с наличием иных структурных дефектов. Анализ полученных данных показал, что еще одним фактором, который существенно зависит от числа проходов РКУП, является число границ зерен с большими разориентациями (более 15 градусов), при этом их количество резко увеличивается с ростом *N*. Можно полагать, что именно накопление большеугловых границ и приводит к снижению эффекта роста долговечности.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что образование нанопор существенно понижает прочностные свойства металлических материалов. Подавление порообразования за счет противодавления при РКУП или залечивание нанопор при обработке высоким гидростатическим давлением после РКУП позволит повысить механические характеристики микрокристаллических материалов. Существенно, что аналогичное негативное влияние нанопористости обнаружено также для микрокристаллического титана, полученного другим способом интенсивной пластической деформации – сочетанием различным видов прокаток (винтовой и поперечной). Как показано в [5], высокие характеристики прочности и упруго-пластических свойств микрокристаллического титана соответствуют образцам с минимальной пористостью.

Список литературы

- 1. Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Sklenicka V., Saxl I. // ФТТ. 2007. В. 10. С. 1787-1790.
- Lapovok R., Tomys D., Mang J., Estrin Y., Lowe T.C. // Acta Mater. 2009. V. 57. P. 2909-2918.
- Бетехтин В.И., Табачникова Е.Д., Кадомцев А.Г., Нарыкова М.В., Lapovok R. // Письма в ЖТФ. 2011. Т.37. В.16. С.52-55.
- Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Sklenicka V., Нарыкова М.В. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 20. С. 75-79.
- 5. Бетехтин В.И., Колобов Ю.Р., Нарыкова М.В., Кардашев Б.К., Голосов Е.В., Кадомцев А.Г. // ЖТФ. 2011. Т.81. В.11. С.58-63.

МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ И СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКИХ КЕРАМИК

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

Институт кристаллографии им А.В. Шубникова РАН, Москва, Россия akchurin@ns.crys.ras.ru

В технологии получения оптических керамик важную роль играют процессы измельчения, сушки, холодного и горячего прессования, вакуумного отжига, в результате которого обеспечиваются уплотнение керамики практически до плотности монокристалла и прозрачность межзеренных границ. Основными механизмами массопереноса в этих процессах являются пластическая деформация и диффузия. Проведённые ранее исследования показали, что определяющим механизмом, обеспечивающим развороты структуры и образование естественных кристаллографических межзёренных границ в лазерных керамиках, являются процессы двойникования [1–4]. Были предложены модели образования двойниковых границ и залечивания пор [3,4], а также предположено, что способность кристаллов к двойникованию может лежать и в основе твердотельных реакций, протекающих при измельчении соответствующих продуктов, в частности, порошков Y_2O_3 и Al_2O_3 в результате которого образуются частицы $Y_3Al_5O_{12}$ [5].

В работе рассмотрены механизмы твердотельных реакций с точки зрения структурных перестроек, вызванных процессами двойникования при измельчении порошков Al_2O_3 и Y_2O_3 . В структуре корунда атомы алюминия находятся только в кислородных октаэдрах, тогда как в гранате они располагаются как в октаэдрическом так и в тетраэдрическом окружении. Окись иттрия имеет кубическую структуру C-типа, подобную структуре флюорита, но четверть кислородных атомов смещена и каждый атом металла в ней окружен не восемью, а шестью атомами кислорода, тогда как в структуре граната атомы иттрия окружены восемью атомами кислорода, размещёнными в вершинах искажённого куба. Следует ответить на вопрос, возможно ли двойникованием сапфира перевести часть атомов алюминия в тетраэдрическое положение, а при двойниковании окиси иттрия получить полноценное окружение атомов иттрия восемью атомами кислорода, т.е. подготовить структурные фрагменты необходимые для формирования монокристалла иттрий-алюминиевого граната?

Структуру Al₂O₃ можно представить как плотнейшую гексагональную упаковку анионов кислорода, а катионы алюминия занимают 2/3 октаэдрических пустот. Моделирование структуры производилось в программе Diamond версии 3 фирмы Crystal Impact. Двойники в Al₂O₃ получали поворотом части структуры на 60 градусов вокруг оси третьего порядка (рис.1). Плоскость двойникования совпадает с плоскостью образованной катионами. В результате сдвига катионы, лежащие в плоскости двойникования, переходят в тетраэдрические пустоты, при этом все тетраэдры оказываются развернутыми в одну сторону, а именно по направлению сдвига слоя, т.е. атомы алюминия окружены не 6-ю, а только 4-мя атомами кислорода. Вблизи плоскости двойникования в плотнейшей гексагональной упаковке образуется вставка кубической упаковки из трех слоев анионов (...АВАВАВСВСВС...), т.е. образуется фрагмент структуры граната. Если достаточные напряжения продолжат действовать, то следующий сдвиг может произойти через слой от первоначального, т. к. предыдущему слою сдвигаться энергетически не выгодно и далее будет соблюдаться тот же порядок, примерно так, как показано в работе [4] на модели двойникования ГПУ структур.



Рис. 1. Образование фрагмента кубической упаковки анионов кислорода в структуре корунда вблизи двойниковой границы. Крупные шарики атомы кислорода, маленькие шарики атомы алюминия. В следствии двойникования слой А (белые шарики), переходит в слой С (черные шарики), слой В остается неизменным (серые шарики).

Следует заметить, что в процессе двойникования Al_2O_3 переход части атомов алюминия из октаэдрического в тетраэдрическое положение «высвобождает» два атома кислорода, которые при двойниковании Y_2O_3 достраивают его структуру до полного 8-ми анионного окружения, характерного для $Y_3Al_5O_{12}$. Ещё Н.В. Белов в своей монографии [6] отмечал, что одним из способов осуществления «стремления кристаллов к высшей симметрии» является склонность многих кристаллических веществ к двойникованию, а в обзоре [7] прямо указывается, что наиболее часто при механосинтезе с участием кубических структур С-типа, в частности Y_2O_3 , образуются фазы со структурой флюорита.

Таким образом, процессы двойникования, приводящие к локальному изменению симметрии и/или фазовым переходам, определяют, в основном, протекание твёрдотельных реакций и можно надеться, что реализация механизмов двойникования в технологии изготовления керамик, позволит получать высоко прозрачные керамики не только из кубических кристаллов.

Список литературы

- 1. Каминский А.А., Акчурин М.Ш., Гайнутдинов Р.В., Такайчи А., Ширакава А., Яги Х., Янагитани Т., Уеда К. // Кристаллография. 2005. Т. 50. № 5. С. 935.
- Акчурин М.Ш., Гайнутдинов Р.В., Закалюкин Р.М., чл.-корр. РАН Каминский А.А. //ДАН, 2008, т. 415, №3, с. 1-3
- 3. Акчурин М.Ш., Закалюкин Р.М. // Кристаллография.2006. Т. 51. № 6. С. 1059-1062.
- 4. Акчурин М.Ш., чл.-корр. РАН Каминский А.А. // ДАН,2009,т.424,№4,с.465-468
- 5. М.Ш. Акчурин, Р.В. Гайнутдинов, И.И. Купенко Х.Яги, К. Уеда, А. Ширакава, членкорр. РАН А.А. Каминский //ДАН, 2011, т.441, №6, с.743-746
- 6. Белов Н.В. //Структура ионных кристаллов и металлических фаз. 1947г., Изд. АН СССР, 236 с.
- 7. Зырянов В.В. // Успехи химии, 2008, т.77, № 2, с.107-137

РЕЗОНАНСНАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

Альшиц В.И., Даринская Е.В., Колдаева М.В., Петржик Е.А., Шведченко Д.О.

Институт кристаллографии РАН, Москва, Россия; alshits@ns.crys.ras.ru

Резонансное воздействие скрещенных магнитных полей очень малой величины – поля Земли B_{Earth} ($\approx 50 \ \mu\text{T}$ л) и переменного поля \tilde{B} ($\sim 10^{-6} \ \text{T}$ л, $\nu \sim 1 \ \text{M}$ Гц), вызывает модификацию механических свойств немагнитных кристаллов на микро- и макроуровне. В кристаллах NaCl происходит изменение микропластичности непосредственно во время магнитной обработки образцов (*in-situ* эффект) – наблюдается резонансное увеличение подвижности дислокаций. С другой стороны, кристаллы окиси цинка (ZnO), триглицинсульфата (TGS) и гидрофталата калия (KAP) изменяют



Рис. 1. Зависимости превышения среднего нормированного пробега дислокаций L||aнад уровнем технологического фона от частоты переменного магнитного поля \tilde{B} для кристаллов: NaCl_{LOMO} – 1–3, NaCl_{Nik} – 4, 5 и 4' (L || c); в ориентациях: $\tilde{B} \perp B_{\text{Earth}}$ – 1, 2, 4, 4'; $\tilde{B} || B_{\text{Earth}}$ – 3, 5. $\tilde{B}_m = 2.5$ (2–5 и 4'), 3.12 мкТл (I); везде $c || B_{\text{Earth}}$, t = 5 мин

свою микротвердость после их аналогичной магнитной обработки в схеме ЭПР – таким образом проявляются эффекты "памяти". И те и другие эффекты демонстрируют сильную анизотропию по отношению к взаимной ориентации магнитных полей и образцов.

В кристаллах NaCl нескольких видов, различающихся примесным составом, наблюдались острые пики дислокационных пробегов l(v) с максимумами при одной и той же частоте v = 1.380МГц в условиях, когда ориентации дислокаций (L) и магнитных полей B_{Earth} и \tilde{B} были взаимно ортогональны и направлены вдоль ребер образцов, выколотых по плоскостям спайности {100}. На рис. 1 показаны такие пики (кривые I, 2) для кристалла NaCl_{LOMO} для $\tilde{B} =$ 3.12 и 2.5 мкТл, соответственно. Частота резонанса отвечала классическому условию ЭПР $h\nu = g\mu_B B_{\text{Earth}}$ при $g \approx 2$. Измерены зависимости высоты этого пика от концентрации примеси Са, амплитуды поля \tilde{B} и времени обработки. Найдена пороговая амплитуда поля \tilde{B} , ниже которой эффект исчезает.

При повороте поля накачки \tilde{B} в положение $\tilde{B} || B_{Earth} \perp L$ резонанс изменялся в зависимости от типа кристалла. В кристаллах NaCl_{LOMO} и NaCl_{Ca} пики пробегов были соизмеримой высоты. Например, кривые 3 ($\tilde{B} || B_{Earth}$) и 2 ($\tilde{B} \perp B_{Earth}$) на рис. 1 для кристалла NaCl_{LOMO} отличаются только ориентацией полей по отношению друг к другу. В кристалле NaCl_{Nik} пробеги дислокаций резко уменьшались при параллельности полей (точка 5 рис. 1) по сравнению с $\tilde{B} \perp B_{\text{Earth}}$ (точка 4). Во всех случаях пики отвечали одинаковой частоте.

Поворот образца вокруг одного из ребер, параллельного направлению исследуемых дислокаций и ортогонального магнитным полям, смещал частоту резонанса, причем во всех кристаллах сходным образом. Зависимость этой частоты от угла поворота кристалла подробно изучалась на кристаллах NaCl_{LOMO}, где для каждого угла получалось по два резонансных пика. Их частоты соответствовали условию

$$hv_{1,2} = g\mu_B B_{\text{Earth}} \cos \theta_{1,2}$$

где $\theta_{1,2}$ – углы, образуемые двумя другими ребрами кристалла с B_{Earth} . На рис. 2 показаны резонансные пики для разных углов поворота и соответствующая им угловая зависимость резонансных частот в сравнении с косинусоидой.



Рис. 2. *а* – Зависимости среднего нормированного пробега дислокаций *L* || *a* от частоты переменного магнитного поля при повороте кристалла NaCl_{LOMO} вокруг ребра *a* на угол $\theta = \angle(c, B_{\text{Earth}})$. *b* – Отношение резонансной частоты *v*_m, соответствующей углу θ , к резонансной частоте *v*₀ при $\theta = 0^\circ$ в зависимости от угла θ . Сплошной кривой показан график сос θ .

Существование пары пиков, положения которых $v_{1,2}$ можно регулировать поворотом кристалла относительно магнитного поля Земли, хорошо согласуется с моделью, в рамках которой на дислокациях $L \parallel [100]$ существуют примесные центры с магнитными моментами, ориентированными вдоль двух фиксированных направлений $M_1 \parallel [010]$ и $M_2 \parallel [001]$. Эти моменты составляют с магнитным полем Земли B_{Earth} углы θ_1 и $\theta_2 = 90^\circ - \theta_1$, а их энергии взаимодействия с полем Земли, $E_{1,2} = -gM_{1,2} \cdot B_{\text{Earth}}$, пропорциональны сос $\theta_{1,2}$. Отсюда вытекает разное зеемановское расщепление этих энергий и, соответственно, различные положения резонансных частот $v_{1,2}$. Само существование резонансов ЭПР типа на примесных пиннинг-центрах при частотах ~100 КГц (см. последний пик на рис. 2a, отвечающий $\theta = 85^\circ$) показывает, что время спин-решеточной релаксации τ_{s-l} на этих центрах должно быть существенно больше 10^{-5} с. Действительно, по независимым экспериментальным данным в этих кристаллах $\tau_{s-l} \sim 10^{-4}$ с.

Судя по обнаруженным нами эффектам магнитной памяти в кристаллах ZnO, TGS и KAP, подвергнутых действию тех же скрещенных полей, время τ_{s-l} объемных примесей, находящихся вне дислокаций, также аномально велико. Предварительная магнитная обработка этих кристаллов в аналогичных резонансных условиях приводит к тому, что в ZnO микротвердость возрастает, а в TGS и KAP – убывает. Максимальное изменение (10–15%) достигается через 1–3 ч после магнитной обработки, а затем в течение первых суток наблюдается постепенный возврат микротвердости к ее исходному значению. После достаточной паузы эффект полностью воспроизводится в тех же условиях. На рис. 3 приведены зависимости относительного изменения микротвердости от частоты поля накачки, имеющие четко выраженный резонансный характер. Магнитная память обладает сильной анизотропией: для каждого из кристаллов найдено направление, при совпадении которого с вектором магнитного поля Земли эффект полностью или частично подавляется. В кристаллах ZnO и TGS это оси симметрии 6 и 2, соответственно (**•** на рис. 3*a* и 3*b*). А в кристаллах ZnO и ток заправление в плоскости спайности ортогональное оси 2 (Δ на рис. 3*c*).



Рис. 3. Зависимость относительного изменения микротвердости кристаллов ZnO (a), TGS (b) и KAP (c) от частоты $\tilde{B}_m = 3.12$ мкTл, $\tilde{B} \perp B_{\text{Earth}}$, $t_m = 30$ мин. Плоскости индентирования ZnO (11 $\overline{2}0$), × – (0001); TGS, KAP – (010). Ориентации относительно B_{Earth} : • – 6 $\perp B_{\text{Earth}}$ (ZnO), 2 $\perp B_{\text{Earth}}$ (TGS, KAP); • – 6 $\parallel B_{\text{Earth}}$ (ZnO), 2 $\parallel B_{\text{Earth}}$, $\tilde{B} \parallel x$ (KAP); $\Delta - \tilde{B} \parallel 6$ (ZnO), $\tilde{B} \parallel 2$ (TGS), $x \parallel B_{\text{Earth}}$, $\tilde{B} \parallel 2$ (KAP); × – 6 $\perp B_{\text{Earth}}$ (ZnO).

Работа поддержана фондом РФФИ (грант № 10-02-01099-а).

Часть представленного материала опубликована в работе Альшиц В.И., Даринская Е.В., Колдаева М.В., Петржик Е.А. Изменение микротвердости немагнитных кристаллов после их экспозиции в магнитном поле Земли и переменном поле накачки в схеме ЭПР // ФТТ. 2012. Т. 54, № 2. С. 305-312.

ПРОЦЕССЫ ФРАГМЕНТАЦИИ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

Гринберг Б.А., Иванов М.А., Рыбин В.В., Пацелов А.М.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия, bella@imp.uran.ru Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова, НАНУ, Киев, Украина,

maivanov@imp.ua

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, г. Санкт-Петербург, Россия, <u>rybin.spb@gmail.com</u>

Процесс сварки взрывом является крайне быстротечным и мало похожим на другие способы соединения материалов. Внешне простой, но по своей физической сущности очень сложный, этот процесс требует не только детального структурного анализа, но и нового подхода. При сварке взрывом сцепление обоих материалов происходит в результате сильного внешнего воздействия, которое предполагает большую пластическую деформацию (давление, сдвиговые компоненты, поворотные моменты напряжений, неоднородность деформации и т.д.), трение поверхностей, влияние кумулятивной струи и другие факторы. Несмотря на многообразие материалов и режимов сварки, до сих пор остается неясным, как за столь короткое время, пока длится сварка, успевает произойти сцепление материалов даже при таком сильном внешнем воздействии. Еще более остро встает этот вопрос, если речь идет о материалах, не имеющих взаимной растворимости.

Для выяснения указанных выше вопросов были исследованы следующие соединения: титан–орторомбический алюминид титана, медь–тантал и железо–серебро [1–3]. Свариваемые пары отличаются друг от друга по взаимной растворимости: пара титан–орторомбический алюминид титана (далее, для краткости, титан– алюминид) имеет нормальную взаимную растворимость, пары медь–тантал, железо– серебро практически не имеют взаимной растворимости. В качестве алюминида были выбраны сплавы ВТИ-1 и ВТИ-4. Сварку взрывом проводили: ФГУП ЦНИИКМ "Прометей", С.-Петербург, Волгоградский государственный технический университет, ОАО Уральский завод химического машиностроения (Екатеринбург). В зависимости от режима сварки были получены соединения с границами раздела различных типов, которые можно систематизировать следующим образом:

(*A*_w) – титан – ВТИ-1, волнообразная граница;

(*A*_p) – титан – ВТИ-1, плоская граница, вдоль которой произошло расплавление;

(*B*_w) – титан – ВТИ-4, волнообразная граница;

(*B*_p) – титан – ВТИ-4, почти плоская, частично расплавленная граница;

(*C*_w) тантал – медь, волнообразная граница;

(Ср) – тантал – медь, плоская граница;

(*D*_w) – железо – серебро, волнообразная граница.

Для исследуемых соединений на рис. 1 приводятся микрофотографии различных зон, внутри которых наблюдается множество частиц разного размера, от микронных до нанометрических. Разбиение на частицы происходит как в случае нормальной растворимости, так и при отсутствии растворимости, независимо от того, какую форму – волнообразную или плоскую - имеет граница раздела. В любом случае это частицы металла, наиболее твердого в данной паре. Наблюдаются как частицы, вылетающие из одного материала в другой, так и сплошные слои, состоящие из частиц, которые смыкаются друг с другом, но не слишком плотно.

И тогда возникает вопрос о том, как рождаются частицы. Естественным является предположение о дроблении материала. Предполагается возможность особого типа фрагментации, которую мы называем фрагментацией типа дробления (ФТД). Это принципиально другой тип фрагментации по сравнению с хорошо известной фрагментацией, существование которой подтверждено многочисленными наблюдениями структуры материалов при сильной деформации. Традиционная фрагментация включает в себя накачку дислокаций (и двойников), формирование клубковой, ячеистой и полосовой структур, рекристаллизацию. Учет возможности возникновения двух типов фрагментации и составляет основу нового подхода к описанию структуры сварного соединения. Оба типа фрагментации реализуются при разной удаленности от границы раздела: ФТД вблизи, где наиболее сильное воздействие, а традиционная фрагментация – несколько дальше от поверхности раздела. Мы полагаем, что ФТД успевает произойти за времена порядка времени ударного воздействия, т.е. ФТД – несравнимо более быстрый процесс, чем традиционная фрагментация. Характерные времена можно оценить примерно как микросекунду для ФТД и 10^8-10^9 мкс (время структурной релаксации) для традиционной фрагментации. Таким образом, ФТД обеспечивает значительно более эффективный канал диссипации подводимой энергии на начальных стадиях.

Хотя температура в зоне контакта может быть достаточно высокой, но при столь быстротечном воздействии протекание термоактивированных процессов, определяющих движение и перестройку дислокаций, не представляется возможным. Можно полагать, что эти процессы, как и диффузия, становятся возможными лишь при остаточных температурах и напряжениях. Именно эти процессы определяют традиционную фрагментацию, тогда как ФТД происходит практически без участия дислокаций. При тех жестких условиях, которые реализуются при сварке взрывом, включая отсутствие релаксационных механизмов для дислокаций, одним из наиболее эффективных каналов диссипации энергии оказывается образование поверхностей раздела, имеющих максимально большую суммарную площадь. Это могут быть свободные поверхности, и тогда наступает разрушение. Это могут быть поверхности раздела, возникающие в результате микроразрушения. Подчеркнем, что все эти процессы являются атермическими и могут произойти почти мгновенно. Но это не обычное микроразрушение, а микроразрушение, которое сопровождается стыковкой разориентированных микрообъемов. Такой процесс мы и называем фрагментацией типа дробления. Фактически, ФТД представляет собой происходящее в результате микроразрушения дробление на частицы и их консолидацию.

Очевидно, что процессы ФТД и последующее трение возникающих частиц должны приводить к выделению большого количества тепла, что и содействует появлению зон локального расплавления. Внутренняя структура таких зон существенно зависит от взаимной растворимости металлов. При нормальной растворимости возникают истинные растворы, т.е. перемешивание происходит на атомном уровне. При отсутствии же взаимной растворимости возникают коллоидные растворы несмешивающихся жидкостей. В зависимости от соотношения между температурами плавления обоих металлов и температуры вблизи поверхности раздела реализуется либо вариант эмульсии, либо вариант суспензии. При затвердевании эмульсия представляет опасность для сплошности соединения из-за возможного расслоения, суспензия же, напротив, может содействовать дисперсионному упрочнению соединения.

- 1. Б.А. Гринберг, М.А. Иванов, В.В. Рыбин, С.В. Кузьмин, В.И. Лысак, О.А. Елкина, А.М. Пацелов, О.В. Антонова, А.В. Иноземцев. // Деформация и разрушение материалов. 2010. №11. С.27–33., ibid. №12. С.26-34.
- 2. Б.А. Гринберг, О.А. Елкина, О.В. Антонова, А.В. Иноземцев, М.А. Иванов, В.В. Рыбин, В.Е. Кожевников. // Автоматическая сварка. 2011. №7. С.24-31
- V.V. Rybin, B.A. Greenberg, M.A. Ivanov, A.M. Patselov, O.V. Antonova, O.A. Elkina, A.V. Inozemtsev, G.A. Salishchev // Journal of Nanoscience and Nanotechnology. 2011. V.11. №10. pp.8885-8895.



Рис. 1. СЭМ изображения структуры вблизи границы раздела после сварки взрывом. a – соединение $A_{\rm w}, \delta - A_{\rm w}, \varepsilon - C_{\rm p}, z - D_{\rm w}, \partial - A_{\rm w}, \varepsilon - A_{\rm w}$

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ ЖАРОПРОЧНОГО СПЛАВА

Коджаспиров Г.Е., Терентьев М.И., Коджаспиров В.Е., Камелин Е.И.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия kodjaspirov@mail.ru

Жаропрочные стали и сплавы нашли широкое применение в энергетике и при изготовлении газотурбинной техники. Разработка технологии изготовления заготовок и деталей из вышеупомянутых сплавов с использованием пластического формообразования широко применяется в промышленности. Известно, что одним из важнейших структурных параметров, определяющих технологические и эксплуатационные свойства вышеупомянутых изделий является размер аустенитного зерна. Для разработки оптимальных режимов горячей деформации, обеспечивающих заданный размер зерна, целесообразно предварительно реализовать физическое моделирование процесса в лабораторных условиях с использованием пластометров.

В данной работе исследовали структурообразование и эволюцию зеренной структуры аустенитного жаропрочного сплава с оценкой развития динамической рекристаллизации при различных температурно-деформационных параметрах ($T \text{ деф.} = 900-1200^{\circ}$ С, скорость деформации, $\dot{e} = 0.5 - 5 \text{ c}^{-1}$). В результате на базе проведенных расчётов энергии активации сплава построена математическая модель динамической рекристаллизации с использованием параметра Зенера-Холломона.

Установлено, что размер динамически рекристаллизованных зёрен варьирует в диапазоне от 3 до 50 мкм в зависимости от температуры, степени и скорости деформации. Построена математическая модель динамической рекристаллизации, обеспечивающая оценку размера динамически рекристаллизованного зерна данного сплава при деформации $\varepsilon = 0,2$ для всех исследуемых температур и скоростей деформации. Полученные результаты исследования могут быть использованы при разработке режимов горячей деформации, обеспечивающих необходимый размер динамически рекристаллизованного зерна.

ДЕФОРМАЦИОННЫЕ МИКРОДВОЙНИКИ И РЕЛАКСАЦИЯ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ДЕФОРМИРОВАННОМ МАТЕРИАЛЕ

Киселева С.Ф., Попова Н.А., Конева Н.А., Козлов Э.В.

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

В работе изучены внутренние напряжения и плотность запасенной энергии в образцах деформированной растяжением при комнатной температуре аустенитной стали 110Г13 с применением просвечивающей дифракционной электронной микроскопии (ПЭМ). Рассмотрены случаи, когда на электронно-микроскопических изображениях участка фольги деформированного материала наблюдаются изгибные экстинкционные контуры, параметры которых использованы для определения компонент тензоров внутренних напряжений и запасённой энергии [1]. Целью настоящей работы является изучение влияния деформационных микродвойников на внутренние напряжения в деформированном материале.

Методика определения компонент тензора напряжений и плотности энергии в деформированном материале. В локальных участках фольги деформация может быть как чисто пластической, так и упруго-пластической [1]. При упругопластической деформации амплитуды внутренних полей напряжений изгиба σ_{11} и кручения σ_{12} кристаллической решетки равны:

$$\sigma_{11} = \sigma_{11,nn} + \sigma_{11,nn}, \qquad \sigma_{12} = \sigma_{12,nn} + \sigma_{12,nn}. \tag{1}$$

Пластическая и упругая составляющие амплитуды внутренних полей напряжений при изгибе соответственно равны:

$$\sigma_{11,nn} = \mu \sqrt{b} \chi_{11,nn} , \qquad \sigma_{11,ynp} = \mu \cdot t \ \chi_{11,ynp} . \qquad (2)$$

Пластическая и упругая составляющие амплитуды внутренних полей напряжений при кручении соответственно равны:

$$\sigma_{12,nn} = \mu \sqrt{b} \chi_{12,nn} , \qquad \qquad \sigma_{12,nn} = \mu \cdot t \ \chi_{12,nn} , \qquad (3)$$

где μ – модуль упругости, b – вектор Бюргерса, t – толщина фольги, χ_{11}, χ_{12} – компоненты тензора кривизны-кручения кристаллической решетки.

При чисто пластической деформации в расчетах внутренних напряжений изгиба и кручения использовались формулы (2) и (3) только для пластической составляющей. Упругая составляющая внутренних напряжений в этом случае равна нулю. Зная компоненты тензора внутренних напряжений изгиба σ_{11} и кручения σ_{12} кристаллической решетки, вычислим плотность энергии деформированного изотропного тела (для плоской задачи теории упругости) по формуле [2]:

$$\Delta U = \frac{1}{4 \ \mu} \Big[(1 - \nu) \cdot (\sigma_{11})^2 + 2 \ (\sigma_{12})^2 \Big], \tag{4}$$

где v – коэффициент Пуассона.

Результаты исследований. На электронно-микроскопических изображениях (рис.1 и 2) структуры деформированной стали присутствуют дислокации, одиночные деформационные микродвойники и пакеты микродвойников. Степень деформации составляла 25% и 36% (соответственно, рис.1 и 2). На рис.16 и 26 даны схемы экстинкционных контуров, наблюдаемых на электронно-микроскопических изображениях (рис.1a и 2a), и выделены их локальные участки К1 и К2, К3, которые далее бу-

дут рассмотрены. Также на рис.16 и 26 показаны декартовы оси координат, выбранные в работе так, что ось ОХ направлена вдоль дифракционного вектора \vec{g} . В обоих случаях на осях координат построен мысленно выделенный в фольге кубик и показаны направления напряжений изгиба σ_{11} и кручения σ_{12} .



Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение дефектной структуры деформированной растяжением ($\epsilon = 25\%$) стали 110Г13 (*a*) и схема (δ) наблюдаемого изгибного экстинкционного контура (K1). Буквами A и B соответственно обозначены одиночные деформационные микродвойники и пакеты деформационных микродвойников



Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение дефектной структуры деформированной растяжением ($\epsilon = 36\%$) стали 110Г13 (*a*) и схемы (*б*) наблюдаемых изгибных экстинкционных контуров (K2, K3). Буквой В обозначены пакеты деформационных микродвойников

Угол наклона наблюдаемых экстинкционных контуров по отношению к дифракционному вектору \vec{g} обозначен Θ . Результаты определения значений внутренних напряжений σ и плотности запасенной энергии ΔU на локальных участках фольги приведены в табл.1, 2 и 3.

Из табл.1 видно, что на локальном участке фольги, где присутствует пакет микродвойников, деформация чисто пластическая и плотность энергии не превышает 1,0 Дж/см³, в то время как на участках без микродвойников деформация является упруго-пластической и плотность энергии достигает 50–69 Дж/см³. Одиночные микродвойники также приводят к снижению внутренних напряжений и энергии. Плотность энергии на участках с одиночными микродвойниками 4–17 Дж/см³. В случае упруго-пластической деформации упругая составляющая вносит вклад во внутреннее напряжение больше, чем пластическая. Значения внутренних напряжений и плотности энергии на локальных участках фольги с контурами К2 и К3 приведены в табл.2 и 3. Деформация в этих случаях чисто пластическая. Напряжение кручения σ_{12} вносит во внутреннее напряжение больший вклад, чем напряжение изгиба σ_{11} . Плотность энергии ΔU на этих участках фольги равна 0,6–4,2 Дж/см³. При этом там, где присутствуют пакеты микродвойников, $\Delta U = 0,6-1,9$ Дж/см³.

	0		p, p	
Ө, град.	$\Delta L,$ HM	Пласт. состав- ляющие 6, МПа	Упругие состав- ляющие 6, МПа	Δ <i>U</i> , Дж/см ³
68	140	$\sigma_{11}=320$ $\sigma_{12}=200$	$\sigma_{11}=4260$ $\sigma_{12}=1720$	69
63	140	$\sigma_{11}=290$ $\sigma_{12}=210$	$\sigma_{11}=3520$ $\sigma_{12}=1790$	57
61	210	$\sigma_{11}=280$ $\sigma_{12}=210$	$\sigma_{11}=1950$ $\sigma_{12}=1080$	21
51	140	$\sigma_{11}=260$ $\sigma_{12}=220$	$\sigma_{11}=2780$ $\sigma_{12}=1950$	50
40	290	$\sigma_{11}=220$ $\sigma_{12}=240$	$\sigma_{11}=810$ $\sigma_{12}=960$	12
29	290	$\sigma_{11}=210$ $\sigma_{12}=280$	$\sigma_{11}=710$ $\sigma_{12}=1280$	17
32	210	$\sigma_{11}=210$ $\sigma_{12}=270$	$\sigma_{11}=1110$ $\sigma_{12}=1780$	30
33	360	$\sigma_{11}=210$ $\sigma_{12}=260$	$\sigma_{11}=510$ $\sigma_{12}=780$	8
37	430	$\sigma_{11}=220$ $\sigma_{12}=250$	$\sigma_{11}=370$ $\sigma_{12}=490$	4
30	440	$\sigma_{11}=210$ $\sigma_{12}=280$	$\sigma_{11}=320$ $\sigma_{12}=550$	5
18	710	$\sigma_{11}=210$ $\sigma_{12}=370$	нет	0,9
15	790	$\sigma_{11}=200 \\ \sigma_{12}=380$	нет	1
17	790	$\sigma_{11}=190$ $\sigma_{12}=340$	нет	0,8
14	1070	$\sigma_{11}=170$ $\sigma_{12}=340$	нет	0,8
20	1140	$\sigma_{11}=170$ $\sigma_{12}=280$	нет	0,5

Таблица 1. Компоненты напряжений изгиба и кручения кристаллической решётки и плотность энергии (контур K1. рис.1)

Таблица 2. Компоненты напряжений изгиба и кручения кристаллической решётки и плотность энергии (контур К2 рис 2)

тий (контур к2, рис.2)				
Ө, град.	$\Delta L,$ HM	σ ₁₁ , ΜΠa	σ ₁₂ , ΜΠa	$\Delta U, \ { m J}{ m wc/cm}^3$
17	170	430	780	4,2
15	250	350	670	3,1
15	220	380	720	3,6
18	350	300	520	1,9
14	350	290	590	2,4
19	240	370	620	2,7
20	300	320	540	2,0
45	490	290	290	0,7

Таблица 3. Компоненты напряжений изгиба и кручения кристаллической решётки и плотность энер-

гии (контур КЗ, рис.2)				
©, град.	$\Delta L,$ нм	$\sigma_{11}, \mathrm{MIIa}$	σ ₁₂ , ΜΠa	$\Delta U, \ \mathcal{M}^{3}$
44	610	260	260	0,6
42	340	340	360	1,1
45	570	270	270	0,6
40	200	440	480	1,8
39	400	310	340	0,9
36	510	270	320	0,8
35	450	280	340	0,9
34	420	290	360	1,0
34	400	300	360	1,0
34	290	350	430	1,4
34	450	280	340	0,9
34	300	340	420	1,4
30	520	260	340	0,9

Выводы. Установлено, что присутствие деформационных микродвойников на локальных участках образца заметно снижает значения внутренних напряжений деформированного материала и плотности запасенной энергии. Наблюдаемые на электронно-микроскопических изображениях экстинкционные контуры в этих случаях расширяются, изгибы на контурах в присутствии микродвойников сглаживаются. Внутри пакета микродвойников и вблизи микродвойников плотность запасенной энергии значительно ниже, чем на участках, где микродвойники отсутствуют.

- 1. Конева Н.А., Киселева С.Ф., Попова Н.А., Козлов Э.В. Определение плотности энергии, запасенной при пластической деформации изотропного тела, по кривизне-кручению кристаллической решетки. // Фундаментальные проблемы современного материаловедения, 2011. №3. С.34-41.
- 2. Смирнов А.А. Молекулярно-кинетическая теория металлов, М.: Наука, 1966. 488с.

ЯЧЕИСТАЯ ДИСЛОКАЦИОННАЯ СУБСТРУКТУРА, ЕЁ КОМПОНЕНТЫ И ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ

Козлов Э.В., Тришкина Л.И., Попова Н.А., Конева Н.А.

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

Введение. Пластическая деформация при умеренных температурах обычно сопровождается накоплением дислокаций в объеме материала. При этом дислокационная структура может быть как однородной, так и неоднородной, то есть гетерогенной. Формирование различных дислокационных структур, гомогенных и гетерогенных, является достаточно устойчивым процессом как во времени, так и в объеме материала. Примерами гетерогенных дислокационных структур являются ячеистая дислокационная субструктура (ДСС) и ячеисто-сетчатая ДСС [1-4]. Эти субструктуры существуют в широком интервале плотностей дислокаций (в медных деформированных сплавах от $2 \cdot 10^{13} \text{м}^{-2}$ до $2 \cdot 10^{14} \text{м}^{-2}$). Типичные электронномикроскопические изображения этих субструктур представлены на рис.1.



Рис. 1. Электронномикроскопическое изображение дислокационной субструктуры в медноалюминиевых сплавах с разной концентрацией легирующего элемента. Степень деформации $\varepsilon = 5...10\%$. Плоскость фольги (110): *a* – ячеистая ДСС в сплаве Cu+5 ат.% Al; *б* – ячеистосетчатая ДСС в сплаве Cu+8 ат.% Al. Размер зерна *d* = 60мкм.

Эти две субструктуры в ГЦК сплавах легко взаимопревращаются при изменении твердорастворного упрочнения τ_f . При малом значении τ_f формируется ячеистая ДСС, при больших значениях τ_f – ячеисто-сетчатая. Гетерогенные дислокационные ДСС создают при сопоставимых плотностях дислокаций более высокое дислокационное упрочнение, чем однородные. Поэтому гетерогенные субструктуры заслуживают всестороннего рассмотрения. В настоящей статье представлены результаты электронномикроскопического изучения закономерностей формирования ячеистой ДСС, которая образуется при деформации в сплавах системы Си–Мп при концентрациях Мn от нуля до 13 ат. %. При больших концентрациях Mn образуется ячеистосетчатая ДСС.

Параметры ячеистой субструктуры. Ячеистые ДСС отличаются большим разнообразием. Подробно варианты их развития рассмотрены нами в [5, 6]. Основными параметрами ячеистой ДСС являются размер ячеек (Д), ширина их стенок (h), средняя по объему материала скалярная плотность дислокаций (ρ), плотность дислокаций внутри ячеек ($\rho_{\text{вн}}$) и плотность дислокаций в стенках ячеек ($\rho_{\text{ст}}$).

На рис.2 представлены зависимости размера ячеек Д и ширины их стенок h от степени деформации ε при комнатной температуре для поликристаллических сплавов Cu + 0.4 ат.% Mn и Cu + 6 ат.% Mn с размером зерен $\langle d \rangle = 60$ мкм. Прежде всего привлекает внимание поведение основного параметра ячеистой субструктуры – раз-



Рис. 2. Зависимости размера ячеек \square и ширины их стенок *h* от степени деформации ε_{ucr} , $T_{ge\phi} = 293K$: $\triangle - Cu+0.4at$. %Mn, $\triangle - Cu+6at$. %Mn

мера ячеек Д. В интервале деформации $\varepsilon = 0.02...0.2$ имеет место резкое уменьшение размера ячеек. Далее, начиная с $\varepsilon = 0.2$, величина Д не изменяется. Ширина стенок ячеек h с деформацией постоянно возрастает с деформацией. При этом основной рост h наблюдается в интервале $\varepsilon = 0.02...0.2$, после $\varepsilon \ge 0.2$ рост величины h оказывается весьма незначительным. Приведенные данные свидетельствуют о различном поведении таких параметров как размер ячеек и ширина их стенок: размер ячеек с деформацией уменьшается, а ширина их стенок медленно нарастает. Напомним, что в чистых металлах как величина Д, так и величина h уменьшаются с деформацией [3].

Плотность дислокаций в теле ячеек и в стенках ячеек. На рис.3 представлено отношение плотности дислокаций в стенках ячеек к плотности дислокаций внутри ячеек для сплавов Cu + 0.4 at.% Mn и Cu + 6 at.% Mn, деформированных при комнатной температуре. Хорошо видно, что с развитием деформации плотность дислокаций в стенках ячеек резко возрастает. Если на ранних стадиях деформации $\varepsilon = 0.05-0.10$ отношение $\rho_{ct}/\rho_{BH} \approx 2$, то при больших деформациях это отношение достигает двенадцати. Это означает, что гетерогенная субструктура, зародившись при небольших деформациях, с ростом деформации интенсивно развивается. При этом чем ниже $T_{деф}$, тем интенсивнее этот процесс. С повышением $T_{деф}$ отношение ρ_{ct}/ρ_{BH} несколько уменьшается (рис.4).



Рис. 3. Зависимости отношения плотности дислокаций в стенках ячеек (ρ_{ct}) к плотности дислокаций внутри ячеек (ρ_{bh}) от степени деформации ε_{hct} : 1 – Cu + 0.4 ат.% Mn; 2 – Cu + 6 ат.% Mn, $T_{de\phi}$ = 293 K. Размер зерна d = 60 мкм



Рис. 4. Зависимости отношения плотности дислокаций в стенках ячеек (ρ_{ct}) к плотности дислокаций внутри ячеек (ρ_{BH}) от степени деформации ε_{Hct} при температурах испытания: 1 – 573K; 2 – 673K. Сu+0.4at.%Mn. Размер зерна d = 60 мкм
Данные, приведенные на рис.3 и 4. свидетельствуют об интенсивном развитии гетерогенной ДСС, а именно, ячеистой ДСС. Большую роль в развитии таких субструктур играют внутренние напряжения и их взаимная экранировка. Этот вопрос подробно рассмотрен нами в [7, 8]. Гетерогенные дислокационные структуры отличаются от гомогенных прежде всего запасенной внутренней энергией [5, 8]. Как правило, в гомогенных дислокационных структурах запасенная энергия пропорциональна скалярной плотности дислокаций р. В гетерогенных дислокационных структурах поведение параметров субструктуры иное. С ростом плотности дислокаций р внутренняя энергия может как нарастать, так и уменьшаться [9, 10]. Именно поэтому с ростом плотности дислокаций в объеме материала возрастает вероятность образования гетерогенных дислокационных структур. Одновременно растет и их стабильность.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально изучено количественное поведение ячеистой дислокационной субструктуры и выявлены закономерности ее развития в твердых растворах системы Cu-Mn.

Список литературы

- 1. Конева Н.А., Козлов Э.В., Тришкина Л.И. Классификация дислокационных субструктур // Металлофизика. – 1991. – Т.13. – №10. – С.49-58.
- 2. Козлов Э.В., Тришкина Л.И., Данелия Г.В. и др. Влияние концентрации твердого раствора на тип и параметры дислокационной структуры, формирующейся в процессе деформации сплавов Cu-Mn // Изв. ВУЗов. Физика. 1991. №10. С.61-66.
- Koneva N.A., Starenchenko V.A., Lychagin D.V. et al. Formation of dislocation cell substructure in face-centred cubic metallic solid solutions // Mat. Sci. Eng. – 2008. – V.A.483-484. – P.179-183.
- Конева Н.А., Тришкина Л.И., Козлов Э.В. Ячеистая дислокационная субструктура в поликристаллах ГЦК твердых растворов: количественные характеристики, закономерности формирования и роль в упрочнении // Изв. ВУЗов. Физика. –2011. – №8. – С.33-46.
- 5. Козлов Э.В., Конева Н.А. Природа упрочнения металлических материалов // Изв. ВУЗов. Физика. – 2002. – №3. – С.52-71.
- 6. Козлов Э.В., Попова Н.А., Конева Н.А. Фрагментированная субструктура, формирующаяся в ОЦК сталях при деформации // Изв. РАН. Серия физическая. – 2004. – Т.68. – №10. – С.1419-1427.
- Koneva N.A., Kozlov E.V., Trishkina L.I. Internal field sources, their screening and the flow stress // Mat. Sci. Eng. – 2001. – V.A.319-321. – P.156-159.
- 8. Конева Н.А. Внутренние напряжения и их роль в эволюции мезоструктуры // Вопросы материаловедения. 2002. №1(29). С.103-112.
- Козлов Э.В., Тришкина Л.И., Конева Н.А. Фазовые переходы в подсистеме дефектов деформируемых материалов // Новые методы в физике и механике деформируемого твердого тела. Часть І. Под. ред. акад. В.Е. Панина. – Томск: Изд-во ТГУ, 1991. – С.94-101.
- 10. Козлов Э.В., Старенченко В.А., Конева Н.А. Эволюция дислокационной структуры и термодинамика пластической деформации металлических материалов // Металлы. 1993. №5. С.152-161.

НАКОПЛЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ГЦК СПЛАВОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

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

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

Введение. Интенсивность накопления дислокаций при деформации твердых растворов зависит от ряда факторов. Этими факторами являются [1–3]: 1) концентрация твердого раствора или, иными словами, твердорастворное упрочнение τ_f ; 2) температура испытания; 3) размер зерна поликристалла; 4) энергия дефекта упаковки (ЭДУ); 5) скорость деформации; 6) тип формирующейся субструктуры. Как правило, к увеличению скалярной плотности дислокаций ведет рост твердорастворного упрочнения, уменьшение размера зерен, уменьшение температуры испытания.

В настоящей статье центральное внимание уделено влиянию энергии дефекта упаковки на накопление дислокаций при деформации ГЦК твердых растворов. С этой целью материалами исследования были выбраны сплавы систем Си–Мп и Си– Al в области концентраций, при которых при легировании меди Mn и Al ЭДУ изменяется [4, 5].

Энергия дефекта упаковки (ЭДУ) является очень важным параметром деформируемого материала. С ростом ЭДУ ширина скользящих дислокаций в ГЦК субструктуре уменьшается, а с уменьшением ЭДУ – увеличивается. При этом изменяется возможность поперечного скольжения, вероятность дислокационных реакций и даже изменяется прочность материала при данной плотности дислокаций. Исследованные в работе медно-алюминиевые и медно-марганцевые сплавы обнаруживают различную концентрационную зависимость ЭДУ. В обоих типах сплавов рост концентрации твердого раствора влечет за собой уменьшение ЭДУ. При этом в сплавах Cu-Al этот эффект значителен, и ЭДУ изменяется в пределах 60...10 МДж·м⁻² в интервале концентраций Al 0.5...14 ат.%. Естественно, что вероятность поперечного скольжения с изменением концентрации Al резко изменяется. При увеличении концентрации Al в сплаве появляются расщепленные дислокации. В сплавах Cu-Mn эффект меньше, поскольку ЭДУ при легировании меди марганцем изменяется лишь в пределах 60...39 МДж·м⁻². Тем не менее, указанное изменение ЭДУ оказывает значительное влияние на механические свойства медно-марганцевых сплавов и скорость накопления дислокаций. Наряду с изменением твердорастворного упрочнения изменение ЭДУ влияет на закономерности скольжения дислокаций, принадлежащих данной плоскости скольжения, вероятность поперечного скольжения и переползания дислокаций, температурные эффекты термоактивируемых процессов, на закономерности дислокационных реакций и образование дислокационных стенок. Все эти факторы меняются в зависимости от ЭДУ. Поэтому в настоящей статье специально рассматривается влияние ЭДУ на накопление дислокаций.

Энергия дефекта упаковки и плотность дислокаций. Рассмотрим результаты исследования влияния ЭДУ на накопление средней скалярной плотности дислокаций при разных температурах испытания. На рис.1 приведены зависимости средней скалярной плотности дислокаций от ЭДУ при разных температурах испытания в поликристаллических сплавах системы Cu–Al. Из рисунка видно, что данные зависимости имеют S-образный характер. Анализ зависимостей на рис.1 показывает, что при увеличении ЭДУ плотность дислокаций уменьшается. На рис. 2 приведены зависимости средней скалярной плотности дислокаций от ЭДУ при двух температурах испытания медно-марганцевых сплавов. Из рисунка следует, что плотность дислокаций уменьшается даже при небольшом увеличении ЭДУ. Как отмечалось, выше величина ЭДУ в медно-марганцевых сплавах при увеличении содержания Mn изменяется, но незначительно.



Рис.1. Зависимости средней скалярной плотности дислокаций ($\langle \rho \rangle$) от энергии дефекта упаковки (γ) при разных температурах деформации: 1 – T = 573K, 2 – T = 293K. Сплавы системы Cu–Al, степень деформации $\varepsilon = 5\%$, размер зерна $\langle d \rangle = 60$ мкм



Рис.2. Зависимость средней скалярной плотности дислокаций ($\langle \rho \rangle$) от энергии дефекта упаковки (γ) для сплавов системы Cu-Mn при разных температурах деформации: 1 – *T* = 293*K*, 2 – *T* = 573*K*. Размер зерна $\langle d \rangle$ = 60 мкм, степень деформации ε = 5%

ЭДУ определяет закономерности скольжения дислокаций и их пересечение. Чем ниже ЭДУ, тем больше дислокации привязаны к своей плоскости скольжения. Одновременно растет их расщепление, и условие пересечения дислокаций усложняется. Характер дислокационных реакций изменяется с уменьшением ЭДУ. Если при высокой ЭДУ имеют место реакции скользящих полных дислокаций, то с уменьшением ЭДУ типичными становятся реакции частичных дислокаций. На рис.3 представлена дислокационная структура медно-алюминиевого твердого раствора при двух концентрациях Al, 5 ат. % и 14 ат. %. В первом случае (рис.3*a*) дислокационная структура формируется при ЭДУ $\gamma_{ду} = 40 \text{ MДж} \cdot \text{м}^{-2}$, во втором случае (рис.3*б*) – при ЭДУ $\gamma_{ду} = 12 \text{ MДж} \cdot \text{м}^{-2}$. Видно существенное различие дислокационных структур.



 $\gamma_{\rm ДУ} = 40 \ M$ Дж · м⁻²

 $\gamma_{\rm ДУ} = 12 \ {\rm MДж} \cdot {\rm m}^{-2}$

Рис. 3. Эволюция дислокационной субструктуры с изменением концентрации легирующего элемента в медно-алюминиевых сплавах. Степень деформации $\varepsilon = 5...10\%$. Плоскость фольги (110):*а* – ячеистая ДСС, б – ДСС с расщепленными дислокациями. Размер зерна d = 60мкм. Указаны значения ЭДУ для разных сплавов

На зависимостях, приведенных на рис.1 и 2, видно, что с уменьшением ЭДУ растет скалярная плотность дислокаций. В сплавах обеих систем Cu–Al и Cu–Mn в исследуемом интервале изменения ЭДУ скалярная плотность дислокаций возрастает. В Cu–Al твердых растворах ρ увеличивается в 2 раза с уменьшением $\gamma_{\text{ДУ}}$ в пять раз. В Cu–Mn твердых растворах ρ также увеличивается с уменьшением γ , хотя и менее значительно.

Наряду с влиянием концентрации твердого раствора на формирование дислокационной структуры оказывает влияние температура деформации. Несомненно, в твердых растворах Cu–Al температура деформации влияет на ЭДУ. Об этом свидетельствует изменение дислокационной структуры (рис.4) и скорость накопления дислокаций. С ростом температуры деформации плотность дислокаций растет. Этот факт коррелирует с появлением в дислокационной структуре расщепленных дислокаций и дефектов упаковки. Так, при изменении температуры деформации от 293 К до 573 К скалярная плотность дислокаций при размере зерна 60 мкм возрастает в 1.2 раза (рис.1). В сплавах твердых растворов Cu-Mn изменение ЭДУ с ростом температуры испытания таково, что скалярная плотность дислокаций при этом уменьшается. Данные, приведенные на рис.2, свидетельствуют об этом. Таким образом, температура деформации на накопление дислокаций в твердых растворов Cu–Al и Cu–Mn оказывает принципиально разное влияние.



Рис. 4. Электронно-микроскопические изображения дислокационной структуры в сплаве Cu + 10 ат.% Al при разных температурах испытания: a – однородная сетчатая, T = 293 K; δ – ДСС с расщепленными дислокациями и дефектами упаковки, T = 573 K. Размер зерна d = 60 мкм, $\varepsilon = 20\%$

Таким образом, в настоящей работе изучено влияние ЭДУ и температуры деформации на скорость накопления дислокаций в сплавах систем Cu-Al и Cu-Mn. Установлено, что влияние этих двух факторов является значительным. В то же время функциональные закономерности для сплавов разных систем различны.

- 1. Козлов Э.В., Тришкина Л.И., Конева Н.А. Накопление дислокаций при пластической деформации поликристаллов медно-марганцевых твердых растворов // Кристаллография. – 2009. – Т.54. – №6. С.1087-1096.
- Конева Н.А., Тришкина Л.И., Черкасова Т.В., Козлов Э.В. Влияние температуры деформации и размера зерна на формирующиеся субструктуры и величину вкладов геометрически необходимых и статистически запасенных дислокаций в среднюю плотность дислокаций в сплавах системы Cu-Al // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. – 2009. – №9. –С.98-104.
- 3. Dini G., Ueji R., Najafizadeh A. et al. Flow stress analysis of TWIP steel via the XRD measurement of dislocation density // Mat. Sci. Eng. A. 2010. V.527. P.2759-2763.

- 4. Steffens Th., Schwink Ch., Korner A., Karnthaler H.P. Transmission electron microscopy study of stacking-fault energy and dislocation structure in Cu-Mn alloys //Phil. Mag. A. 1987. V.56, №2. P.161-173.
- 5. Crampin S., Vedensky D.D., Monnier R. Stacking fault energies of random metallic alloys //Phil. Mag. A. 1993. V.67, №6. P.1447-1457.

КИНЕТИКА УСТАЛОСТНОГО РАЗРУШЕНИЯ ТИТАНА Grade 4 В СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ

Валиев Р.З.¹, Клевцов Г.В.², Ботвина Л.Р.³, Семенова И.П.¹, Клевцова Н.А.², Солдатенков А.П.³, Кашапов М.Р.¹

¹⁾Институт физики перспективных материалов УГАТУ, Уфа, Россия, <u>RZValiev@mail.rb.ru</u> ²⁾Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия, <u>Klevtsov11948@mail.ru</u> ³⁾Институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова РАН, Москва, Россия,

botvina@ultra.imet.ac.ru

Известно, что равноканальное угловое прессование (РКУП), формируя субмикрокристаллическую структуру, значительно повышает предел усталости титана и титановых сплавов [1, 2]. Настоящая работа посвящена изучению усталостного разрушения титана в исходном состоянии и после РКУП на стадии распространения трещины.

Материал и методики исследования. В качестве исследуемого материала был использован титан Grade 4 в исходном состоянии и после РКУП-конформ [2] в субмикрокристаллическом состоянии (табл. 1).

Состояние	HRC	σ _в , МПа	σ _{0.2} , ΜΠа	δ, %
Исходное состояние	25	700	550	30
РКУП-конформ	32	1020	880	13

Таблица 1. Механические свойства титана Grade 4 в исходном состоянии и после РКУП-конформ

Для усталостных испытаний были изготовлены образцы размерами 4x10x45 мм с надрезом, который выполнялся электроискровой резкой. Усталостные испытания образцов на трехточечный изгиб проводили при комнатной температуре согласно ASTME-647¹ на машине «The Nano Plug'n'Play» фирмы BiSS P.Ltd. с частотой нагружения 15 Гц и коэффициентом асимметрии цикла R = 0,2. Длина трещины, количество циклов нагружения и коэффициент интенсивности напряжений определялись автоматически по нагрузке и раскрытию трещины с помощью программного обеспечения используемой машины. По результатам испытания строили кинетические диаграммы усталостного разрушения.

¹ E-647-00 – Standard Test Method for Measurement of Fatigue Crack Growth Rates

Результаты исследования и их обсуждение. Зависимость длины усталостной трещины от числа циклов нагружения и кинетические диаграммы усталостного разрушения титана Grade 4 в исходном состоянии и после РКУП-конформ представлены на рисунках 1 и 2. Из рисунка 1 видно, что РКУП-конформ приводит к увеличению долговечности на стадии зарождения трещины, связанному, вероятно, с более высокой прочностью материала после пластической обработки; из рисунка 2 – что кинетическая диаграмма усталостного разрушения исследуемого материала после РКУП-конформ расположена ниже диаграммы разрушения материала в исходном состоянии. Из этого следует, что при одном и том же значении ΔK скорость распространения усталостной трещины в титане после РКУП-конформ ниже, чем в исходном состоянии.



Рис. 1. Кинетические диаграммы усталостного разрушения титана Grade 4 в исходном состоянии (верхний график) и после РКУП-конформ (нижний график)



Рис. 2. Зависимость длины усталостной трещины от числа циклов нагружения для титана Grade 4 в исходном состоянии (левый график) и после РКУП-конформ (правый график)

Представленные на рисунке диаграммы хорошо описываются уравнением Пэриса для исходного состояния:

$$\frac{da}{dN} = 4.31 \cdot 10^{-11} \,\Delta K^{3.462}$$

и после РКУП-конформ:

$$\frac{da}{dN} = 2.19 \cdot 10^{-15} \,\Delta K^{6.242}$$

Видно, что для случая титана в исходном состоянии показатель n в уравнении Пэриса равен 3,4, а в случае РКУП-конформ, он в два раза выше и равен 6,3.

По-видимому, повышенная прочность обработанного материала обуславливает и более высокий показатель в уравнении Пэриса. Полученные данные требует дальнейшей проверки, поскольку испытания образцов после пластической деформации выявили большой разброс данных.

Заключение. Показано, что скорость распространения усталостной трещины в образцах из титана Grade 4 с субмикрокристаллической структурой при одном и том же значении ΔK меньше по сравнению с исходным состоянием, однако показатель n в уравнении Пэриса больше примерно в 2 раза, что свидетельствует о повышенной чувствительности материала к увеличению ΔK в процессе эксплуатации.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП (ГК № 16.513.11.3018).

- 1. Валиев Р.З., Семенова И.П., Латыш В.В., Щербаков А.В., Якушина Е.Б. Наноструктурный титан для биомедицинских применений: новые разработки и перспективы коммерциализации // Российские нанотехнологии, 2008.- Т. 3.- № 9 –10.- С. 80-89.
- 2. Валиев Р.З., Александров И.В. Объемные наноструктурные металлические материалы: получение, структура и свойства.- М.: ИКЦ «Академкнига», 2007.- 398 с.

РАЗВИТИЕ ПЛАСТИЧЕСКИХ СТРУЙ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ КОНТАКТА ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

Рыбин В.В.¹, Ушанова Э.А.^{1,2}, Кузьмин С.В.³., Лысак В.И.³

¹СПбГПУ, г.Санкт- Петербург, Россия, ²ФГУП «ЦНИИ КМ «Прометей», г.Санкт-Петербург, Россия ³ВолгГТУ, г. Вогоград, Россия <u>rybin.spb@gmail.com, elinaus@mail.ru</u>

В последние годы пристальное внимание отечественных и зарубежных ученых приковано к изучению процессов пластической деформации и структурообразования, характерных для узких приконтактных зон, формирующихся в соединениях металлов и сплавов, полученных сваркой взрывом. Интерес к подобным работам объясняется тем, что особенностями этих процессов объясняют природу уникального сочетания механических характеристик сварных соединений, полученных этим высокотехнологичным методом. Исходя из общефизических представлений, можно полагать, что при столкновении двух кристаллических твёрдых тел специфика пластического течения в узкой приконтактной зоне (УКЗ) должна проявляться в наличии и совместной реализации трёх (макро-, мезо- и микро-) масштабно-структурных уровней деформации.

Для того чтобы убедиться в справедливости этих предположений необходимо: на одном и том же участке УКЗ: а) изучить дефектную структуру взаимодополняющими методами оптической металлографии, растровой (методом EBSD-анализа) и просвечивающей электронной микроскопии; б) экспериментально доказать существование структурных уровней деформации (макро, мезо- и микро), а также подробно исследовать особенности пластического течения и структурообразования на каждом из них.

В данном докладе представлены результаты подобных структурных исследований на примере модельных соединений медь М1 – медь М1, сталь 15К – сталь 15К, полученные сваркой взрывом.

Металлографическая структура сварных швов на продольном срезе бислойных (М1 – М1 и 15К – 15К) пластин в первом приближении представляет собой волнообразную линию (рис. 1, 2) (макроуровень).

Как видно по наличию характерных структурных признаков пластическая деформация металла меняется в широких пределах по мере приближения к поверхности контакта (ПК).



Рис. 1 *а* – Металлографическая структура УКЗ на продольном срезе бислойной пластины медь М1 – медь М1 (светлым прямоугольником отмечен участок, на котором была исследована структура методом EBSD-анализа и ПЭМ); b – схема характерного элемента структуры пластической струи (выделена тоном верхняя (1) и нижняя (2)); пунктиром отмечены участки, где линия ПК (выделена толстой линией) теряется; O – участок оплава; *h* – ширина УКЗ, 2*a* – высота волны, λ – длина волны; DD – направление детонации, ND – направление, перпендикулярное направлению детонации



Рис. 2. Металлографическая структура УКЗ на продольном срезе бислойной пластины сталь 15К – сталь 15К

Наибольшая деформация сосредоточена в узкой приконтактной области, непосредственно примыкающей к ПК. Пластическое течение материала и внутри УКЗ происходит не однородно по его объёму, а локализуется в весьма характерных протяжённых областях, непосредственно прилегающих к линии ПК и повторяющих её форму своими криволинейными траекториям. Они дискретны и имеют конечную длину примерно равную длине волны λ . Их ширина непостоянна и колеблется от 30 до 60 мкм. Ранее эти необычные элементы макроструктуры были названы *пластическими струями* (рис. 1 *a,b*).

Представленные экспериментальные факты показывают, что: 1) наблюдаемые в наших экспериментах пластические струи зарождаются и заканчиваются в деформируемом материале падающей, либо неподвижной пластин и не имеют выделенной границы, отделяющей их от материала той или иной пластины; 2) внутри пластических струй течение материала происходит не гомогенно, как это можно было бы ожидать для аморфного или жидкоподобного тела, а дискретно, что типично для кристаллического твёрдого тела. Как показывает эксперимент, пластические струи состоят из набора (до 20 в каждой струе) параллельных друг другу, тонких (толщиной 2 - 5 мкм), криволинейных полос деформации, повторяющими своими траекториями развитие волнообразной ПК (рис. 1, 2).

Как показывает анализ структуры методом EBSD (мезоуровень), внутри пластических струй находится множество мелких, слегка вытянутых в направлении, параллельном линии **ПК**, кристаллитов, сильно разориентированных друг относительно друга. Поперечные размеры этих кристаллитов близки к 200 нм. Они объединяются в полосы, которые выглядят аналогично классическим полосам деформации в сильно деформированных материалах, а по толщине, длине и направлению соответствуют ранее упомянутым полосам деформации, которые выявляются на макроуровне внутри пластических струй (рис. 1, 2).

Анализ границ и внутреннего строения подобных кристаллитов, проведенный высокоразрешающими методами просвечивающей электронной микроскопии показывает, что кристаллиты, заполняющие полосы деформации являются ничем иным, как сильно разориентированными фрагментами, типичными для стадии развитой пластической деформации.

Ротационно-сдвиговая деформация, приводящая к формированию на микроуровню фрагментированных структур, а на макроуровне вихреобразных пластических струй, является общим характерным признаком, определяющим структуру и свойства сварного соединения. Однако, в зависимости от исходной структуры и фазового состава материала, она может иметь свои характерные особенности. В частности, при соединении сталей феррито-перлитного класса процессу фрагментации предшествует разрушение и деформационно-стимулированное растворение цементитных прослоек в перлитной фазе.



Рис 3. Участок фрагментированной структуры, возникающей в перлите стали 15К вблизи УКЗ.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ВИБРОИЗОЛИРУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА КОСМИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ С ЭЛЕМЕНТАМИ ИЗ СПЛАВА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ

Викуленков А. В.¹, Волков А. Е.², Евард М. Е.², Макаров В. П.¹, Маркачев Н. А.¹, Успенский Е. С.¹

¹ ФГУП «НПО им. С.А. Лавочкина», Московская обл., г. Химки, Россия ²Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия <u>evard@math.spbu.ru</u>

При размещении на борту малого космического аппарата, испытывающего колебания, возникает проблема виброзащиты некоторых ответственных узлов (полезных нагрузок). Применение в виброизолирующих и демпфирующих устройствах сплавов с памятью формы (СПФ), обладающих нелинейной, зависящей от температуры диаграммой деформирования с широким механическим гистерезисом, представляется весьма перспективным. Преимуществом элементов из этих материалов является, с одной стороны, их высокая демпфирующая способность и, с другой, возможность изменения жесткости путем изменения температуры. Эти свойства СПФ открывают новые возможности при разработке управляемых полуактивных демпферов, изоляторов и динамических гасителей колебаний.

В настоящей работе выполнено моделирование работы виброизолирующего устройства с элементами из СПФ. При этом расчет колебаний системы, состоящей из изолирующих элементов и инертной массы, выполняли с использованием упрощающих предположений, обычно применяемых в сопротивлении материалов. Для описания механических свойств СПФ использован микроструктурный подход, описанный в [1]. Такая модель была ранее выбрана для расчета деформации элементов из СПФ в колеблющихся системах при исследовании возможности управления колебаниями крутильным маятником путем кратковременного термического воздействия на элемент из СПФ, подаваемого при определенных значениях фазы колебаний [2-4]. В работе [5] данный микроструктурный подход использовали для моделирования вибраций трехэтажного здания, оснащенного защитным устройством из СПФ.



Рис. 1. Плоский разрезной элемент. Прорези показаны затенением.

Рассматривали систему виброизоляции, состоящую из двух плоских прорезных пружин из СПФ в форме диска с концентрическими прорезями (рис. 1) и тела, имитирующего полезную нагрузку И характеризуемого инертной массой т. Считали, что при нагружении осевой силой Р, приложенной к центру элемента, каждое из составляющих его колец работает в основном на изгиб, а его скручиванием, растяжением, так же как и растяжением перемычек, можно пренебречь. Кроме того, предполагали, что изогнутую форму кольцевого элемента можно приближенно считать пространственной кривой, определяемой в системе координат хуг (ось г перпендику-

лярна плоскости кольца, ось *x* сонаправлена диаметру, которым кольцо крепится к остальной части элемента) соотношениями $x = R \cos \phi$, $y = R \sin \phi$, $z = a \cos 2\phi$, где ϕ — угловая мера дуги в плоскости *xy*, отсчитываемой от точки крепления кольца, *a* константа, определяющая степень изгиба. При этих предположениях можно установить связь между перемещением *u*, генерируемым изогнутым кольцом, и максимальной деформацией ε в его верхнем волокне, между осевой силой *F* и максимальным нормальным напряжением в каждом изогнутом полукольце, а также выражение для жесткости элемента, состоящего из *N* колец.

На рис. 2 показана схема перемещений и сил в виброизолирующем узле.



Рис. 2. Схема, поясняющая обозначения координат и сил, действующих на виброзащитные элементы.

Два плоских разрезных элемента закреплены в корпусе в точках A_1 , B_1 , A_2 , B_2 . В точках C_1 и C_2 посредством штока они соединены с инертной массой *m*. В недеформированном состоянии элементы расположены вдоль пунктирных линий A_1B_1 и A_2B_2 , а при колебаниях массы – вдоль дуг $A_1C_1B_1$ и $A_2C_2B_2$, так что создаваемые ими перемещения равны

$$u_1 = x_1 - x_{10},$$
 $u_2 = x_2 - x_{20}.$

Расчет производили по этапам.

Первый этап — охлаждение от некоторой стартовой температуры $T_{start} > M_s$ до температуры испытаний.

Второй этап — предварительное деформирование обоих элементов путем изменения расстояния l от начального значения l_0 до конечного значения l. При этом в разрезных элементах создаются начальные перемещения $u_1|_{t=0} = -(l - l_0)/2$, $u_2|_{t=0} = (l - l_0)/2$.

Третий этап — сообщение периодического перемещения параллельно оси x точкам A_1 , B_1 , A_2 , B_2 закрепления пружин по гармоническому закону:

$$x_{10} = x_{10}|_{t=0} + x_{0a} \sin(\omega t),$$
 $x_{20} = x_{20}|_{t=0} + x_{0a} \sin(\omega t),$

где $x_{10}|_{t=0}$ и $x_{20}|_{t=0}$ – значения координат x_{10} и x_{20} в начальный момент времени t = 0, x_{0a} – амплитуда вынуждающих колебаний.

Из уравнения движения можно найти приращения скорости Δv и координаты Δx виброизолированного тела:

$$\Delta v = (-F_1 - F_2 + F_{\rm fr})/m ,$$

$$\Delta x = (v + \Delta v) \Delta t,$$

где F_1 и F_2 – силы, действующие со стороны тела на элементы $A_1C_1B_1$ и $A_2C_2B_2$, $F_{\rm fr}$ – сила, обусловленная наличием внутреннего и внешнего трения. Предполагаем, что оба вида трения можно считать вязким, так что $F_{\rm fr} = -v_{\rm fr}v$ (где коэффициент вязкости $v_{\rm fr}$ выражается через измеренные на опыте значения внутреннего трения Q^{-1} для мартенситной и аустенитной фаз и коэффициент вязкости внешнего трения). Зная Δv и Δx , найдем приращения координат корпуса $\Delta x_{10} = \Delta x_{20}$, и перемещений, создаваемых элементами $\Delta u_1 = \Delta u_2$.

С другой стороны, приращение перемещения Δu_1 можно найти как сумму приращений, генерируемых каждым из колец, входящих в состав первого элемента из СПФ:

$$\Delta u_1 = \Sigma k_{\mathrm{u}i} \Delta \varepsilon_{1i} \; ,$$

где $k_{ui} = R_i^2/h$. Здесь R_i — радиус *i* –го кольца, *h* — толщина прорезной пружины. Связь между приращениями деформации $\Delta \varepsilon_{1i}$ и напряжения рассчитывали по микроструктурной модели [1].

Поскольку мартенситное превращение сопровождается изменением упругих характеристик, жесткость элемента из СПФ возрастает при нагревании от температуры M_f , соответствующей мартенситному состоянию, до температуры A_f , при которой сплав находится в аустенитном состоянии. Охлаждение вызывает обратное превращение с переходом из аустенита в мартенсит. Изменение жесткости элемента приводит к смещению резонансной частоты и частоты отсечки. На рис. 3 приведены зависимости указанных частот от температуры. Изменение характерных частот позволяет управлять режимом колебаний полезной нагрузки.



Рис. 3. Зависимость частоты отсечки и резонансной частоты от температуры.

Работа выполнена в СПбГУ и ФГУП «НПО им. С.А. Лавочкина» в рамках хоздоговора «Виброзащита-ПФ», и при поддержке РФФИ, грант № 10-01-00671.

Список литературы

- Volkov A.E., Casciati F. Simulation of dislocation and transformation plasticity in shape memory alloy polycrystals // Shape memory alloys. Advances in modelling and applications / Ed. by F.Auricchio, L.Faravelli, G.Magonette and V.Torra. Barcelona, 2001. P. 88 – 104.
- Беляев С.П., Волков А.Е., Воронков А.В., Вдовин Е.Д. Механические колебания в сплаве TiNi, регулируемые импульсами электронагрева при различных амплитудах // Вестник Тамбовского университета. Сер. Естественные и технические науки. 1998. Т.З. Вып.3.С. 245 – 246.
- Belyaev S. P., Inochkina I.V., Volkov A. E. Modeling of vibration control, damping and isolation by shape memory alloy parts // Proc. 3-rd World Conference on Structural Control (3WCSC) edited by F.Casciati. Wiley, 2003. Vol. 2. P. 779 – 789.
- Беляев С. П., Волков А. Е., Евард М.Е., Дубилет Д.С. Управление с обратной связью низкочастотными механическими колебаниями посредством активного элемента с памятью формы // Труды XLIII Междунар. конф. «Актуальные проблемы прочности» (27 сентября 1 октября 2004 г., Витебск), Часть 1, Витебск, 2004. С.112 118.

ЭВОЛЮЦИЯ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ САМОПОДОБНЫХ СТРУКТУР ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ТВЁРДОГО ТЕЛА

Виноградов А.Ю., Ясников И.С.

Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия kart2001@rambler.ru

Одним из наиболее интересных типов неустойчивостей, возникающих при деформации твёрдого тела является возникновение самоподобных структур у которых сохраняются основные характеристики на различных масштабных уровнях. Для описания самоподобных на различных структурных уровнях объектов Мандельброт в 1975 году ввёл концепцию фракталов [1]. В противоположность усреднённым характеристикам процесса деформации, фрактальный анализ – это универсальный инструмент, позволяющий анализировать процесс пластической деформации на различных структурных уровнях и связывать макроскопические характеристики материала с мезоскопическими характеристиками дефектной структуры.

К настоящему времени получение количественных результатов измерений фрактальной размерности деформационных структур имеет ряд ограничений. В процессе пластической деформации металлического образца на его поверхности формируется деформационный рельеф, как результат микромеханизмов деформации. Интуитивно понятно, что количественные характеристики рельефа определяются микроструктурой, которая эволюционирует в процессе пластической деформации. Несмотря на то, что были предприняты многочисленные попытки измерения фрактальной размерности как при наблюдении дислокационных ячеистых структур в ПЭИ, так и по деформационному рельефу при различных степенях деформации у различных материалов, адекватной модели, описывающей поведение фрактальной размерности в широком диапазоне степеней деформации, не существует.

Известные к настоящему времени экспериментальные данные [2–5] показывают, что:

a) как структуры на поверхности деформируемого тела, так и дислокационные структуры в объёме деформируемого материала являются самоподобными;

б) фрактальная размерность слабо меняется в процессе деформации монокристаллов на стадии I и проявляет тенденцию к росту в процессе упрочнения материала независимо от того, каким образом эта фрактальная размерность определялась и вычислялась;

в) величина фрактальной размерности увеличивается и, затем, стремится к насыщению по мере увеличения степени деформации, но существенные экспериментальные ограничения по степени деформации, при которой может быть определена фрактальная размерность с требуемой точностью, не позволяют однозначно утверждать является ли её стремление к постоянной величине реальным физическим фактом.

Таким образом, большинство известных экспериментальных результатов охватывают начальные стадии деформации и не обобщаются, в частности, на момент шейкообразования, который является очевидной критической точкой диаграммы нагружения. Поведение фрактальной размерности в критических точках является интересным и мало изучено.

В настоящей работе на основе анализа кинетики дислокаций в однопараметрическом приближении предлагается модель, описывающая поведение фрактальной размерности деформируемого твёрдого тела в широком диапазоне степеней деформации. Результаты данной модели для случая монокристалла никеля, ориентированного для лёгкого скольжения (ось нагружения близка к кристаллографической ориентации [123]) представлены на рис. 1.

Наиболее интригующим моментом представленной модели является тот факт, что согласно имеющимся литературным данным фрактальная размерность после резкого роста должна выходить на «плато», а согласно представленной модели фрактальная размерность продолжает медленно расти и проходит через максимум, который лежит в области деформаций, значительно меньше тех, при которых наблюдается образование шейки. Мы считаем, что данное положение максимума соответствует моменту начала локализации деформации. При дальнейшей деформации возникает самоорганизация структурных уровней материала, приводящая к образованию самоподобных структур с уменьшением фрактальной размерности вплоть до образования шейки.

Показано, что модель находится в хорошем качественном согласии с имеющейся в литературе совокупностью экспериментальных данных и, более того, приводятся оригинальные результаты, демонстрирующие применимость модели к поведению поликристаллической меди в широком интервале деформаций.



Рис. 1. Поведение напряжения, коэффициента упрочнения и фрактальной размерности в процессе нагружения монокристаллического никеля.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки Российской Федерации (№11.G34.31.0031).

- 1. B.B. Mandelbrot The fractal geometry of nature // ed. W.H. Freeman and Company, New York (1983). 497 p.
- 2. M. Zaiser, F.M. Grasset, V. Koutsos, E.C. Aifantis Self-Affine Surface Morphology of Plastically Deformed Metals // Physical Review Letters 2004. Vol. 93, N 19. P. 195507.
- M. Zaiser, K. Bay, P. Hähner Fractal Analysis of Deformation-Induced Dislocation Patterns // Acta Materialia – 1999. – Vol. 47, N 8. – P. 2463 – 2476.
- M. Zaiser Scale invariance in plastic flow of crystalline solids // Advances in Physics 2006. Vol. 55, Nos. 1-2. – P. 185 – 245.
- O. Meissner, J. Schreiber, A. Schwab Formation of mesostructures at the surface of ferritic steel and a nickel monocrystal under increasing load – an in situ AFM experiment // Applied Physics A – 1998. – Vol. 66. – P. S1113 – S1116.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФОРМОИЗМЕНЕНИЯ ГАБИТУСА МИКРОКРИСТАЛЛОВ МЕДИ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ ПРИ ИНГИБИРОВАНИИ РОСТА ГРАНЕЙ {111}

Ясников И.С., Денисова Д.А.

Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия kart2001@rambler.ru

Одним из направлений исследований, связанных с методами создания новых материалов, является разработка и осуществление на практике методики управления внешней формой (габитусом) микро- и нанокристаллов. Поскольку большинство подходов к решению указанной проблемы носит характер методов «проб и ошибок», то обнаружение новых экспериментальных фактов, обладающих повторяемостью и однозначно определённой методикой, обладает несомненной практической ценностью.

В работе [1] была представлена методика, следуя которой была предпринята попытка блокирования роста внешних граней икосаэдрической малой частицы (плотноупакованные плоскости типа {111} ГЦК-решётки) в процессе её эволюции при электроосаждении серебра. Согласно представленным аргументам это могло бы инициировать рост граней микрокристаллов с другой кристаллографической ориентацией. Однако данная задача оказалась нетривиальна, так как плоскости {111} имеют более низкую поверхностную энергию и поэтому более стабильны (например, для серебра поверхностная энергия грани {111} составляет 781 мДж/м², а для грани {100} составляет 890 мДж/м², для меди, в свою очередь, 926 мДж/м² и 1060 мДж/м² соответственно). В результате проведённых экспериментальных исследований было показано, что основным препятствием к получению указанных объектов являются большие пластические деформации, сопровождающие их формообразование.

Тем не менее, эксперименты в данном направлении были продолжены, и в качестве объекта исследования были выбраны микрокристаллы меди электролитического происхождения. Для получения электроосаждённых микрокристаллов меди использовался обычный сернокислый электролит меднения. В качестве компонента электролита, который химически приводил бы к ингибированию роста граней {111} при электроосаждении малых частиц меди был выбран бромид калия. В качестве подложки использовали механически полированную нержавеющую сталь с нанесенным на нее методом ионно-плазменного напыления покрытием из нитрида титана. Для исследования особенностей морфологии полученных кристаллов серебра использовали сканирующую электронную микроскопию (SIGMA ZEISS).

При электроосаждении из стандартного сернокислого электролита меднения без ингибирующих добавок наблюдалось многообразие морфологических форм микрокристаллов меди, в том числе и нитевидные пентагональные микрокристаллы с одной осью симметрии пятого порядка (рис. 1 a, δ), которые и были выбраны в качестве «тестового объекта» для апробации методики принудительного формоизменения габитуса. Удобство данных объектов состоит в том, что боковые грани нитевидных пентагональных микрокристаллов имеют индексы Миллера {100}, в то время как грани пентагональной пирамиды на вершине такого микрокристалла – индексы {111}, т.е. обладают минимальной поверхностной энергией (рис. 1 a) [2]. В процессе введения КВг следовало бы ожидать формоизменения граней пентагональной пирамиды на вершине такого воковые вершине такого микрокристалла, в то время как формоизменения боковы как граней происходить не должно.



Рис. 1. Пентагональные микрокристаллы, сформировавшиеся при электроосаждении меди из стандартного сернокислого электролита.

На рис. 2 *а*, *б* представлена морфология нитевидных пентагональных микрокристаллов меди при введении КВг в стандартный сернокислый электролит. Как видно из рисунка 2, введение в электролит добавки, ингибирующей рост низкоэнергетичных граней и осаждение меди при одних и тех же значениях технологических параметров приводит к появлению «ступенчатой» структуры пентагональной пирамиды на вершине нитевидного микрокристалла. Фактически рост грани {111} прекратился, а вместо неё инициировался рост граней типа {100} (отдельные ступеньки параллельны и перпендикулярны боковым граням {100} исходного пентагонального кристалла.





Интересен также следующий выявленный экспериментальный факт. При минимальной концентрации KBr на вершинах нитевидных пентагональных кристаллов инициируется рост вторичных нитевидных пентагональных кристаллов, которые имеют общую ось дисклинации с исходным кристаллом (рис. 3).



Рис. 3. Морфология самоподобных нитевидных пентагональных кристаллов.

Представленные экспериментальные результаты подтверждают возможность формоизменения габитуса микрокристаллов электролитического происхождения посредством управляемого изменения технологических параметров электроосаждения.

Список литературы

- 1. И. С. Ясников К вопросу о существовании однокомпонентных малых металлических частиц с габитусом близким к додекаэдрическому // Физика твёрдого тела. 2011. т. 53, вып. 9. С. 1815 1819.
- Gryaznov V. G., Heidenreich J., Kaprelov A. M., Nepijko S. A., Romanov A. E., Urban J. Pentagonal symmetry and disclinations in small particles // Crystal Research and Technology. - 1999. - Vol. 34, № 9. - P. 1091 - 1119.

СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ И МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛА СПЕЦИФИЧЕСКИХ НАНО- И МИКРООБЪЕКТОВ С РАЗВИТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Викарчук А.А., Дорогов М.В.

Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия <u>fti@tltsu.ru</u>

Нами получено большое многообразие металлических частиц и кристаллов размерами от сотен нанометром до сотен микрометров имеющих необычные оси симметрии пятого порядка. Особое место среди этих объектов занимают икосаэдрические малые частицы (ИМЧ), имеющие специфическую огранку, необычную структуру и содержащее дисклинации и двойниковые границы. Такие частицы мало изучены, а их потенциальные области применения весьма широки, в частности из них можно получить эффективные катализаторы с развитой поверхностью и нанопористые материалы.

Новизна работы состоит в том, что функциональные, принципиально новые материалы нанопористые материалы (нанокатализаторы, сорбенты, нанопористые покрытия, мембраны и фильтры) предлагается получать из икосаэдрических микрочастиц на основе ГЦК - металлов, имеющих, шесть осей симметрии пятого порядка и содержащих уже в исходном состоянии высокоэнергетические дефекты дисклинационного типа. Именно специфика этих частиц: особая огранка, наличие в них осей симметрии пятого порядка, дисклинаций, большая запасенная энергия, способствует образованию в них в процессе отжига вискеров, нанопор, внутренней полости и развитой поверхности. Эти поры и полости можно путем химического травления вскрывать, тем самым резко увеличивать удельную поверхность материала. А отжиг этих частиц в определенных режимах позволяет формировать на их поверхности «лес» вискеров и соответственно увеличивать их удельную поверхность в десятки тысяч раз (рис. 1). Удельную поверхность материала мы увеличиваем за счет создания развитости рельефа, ступенчатости поверхности, вскрытия внутренних полостей, нанопористости, формирования вискеров и определенного фазового состава поверхностного слоя.

На следующем этапе работы предполагается разработать физические основы комбинированной технологии (электроосаждение, травление, термообработка) получения нанопористых функциональных материалов (катализаторов, сорбентов, покрытий, слоев, пленок) состоящих из медных нано- и микроразмерных частиц, обладающих развитой поверхностью, необычной структурой и уникальными свойствами.

Сами частицы и слои из них предполагается получать методом электроосаждения металла на стальную и титановую подложку, затем для получения нанопористых материалов, покрытий, мембран проводится специальная термообработка, при которой частицы спекаются, теряют огранку, на их поверхности растут вискеры и образуются нанопоры, на сплошной или сетчатой подложке формируется покрытие из нановискеров или нанопористый материал, который, при необходимости, можно отделить от нее (рис. 1).



Рис. 1. Способы получения развитой поверхности

Данная работа посвящена созданию металлических нанообъектов и катализаторов из них у которых удельная поверхность достигает значений 200–300 м²/г, причем эти нанокатализаторы хорошо закреплены на твердой основе, чтобы не уносились потоками технологических жидкостей или газов, легко и многократно регенерировались. Такие материалы отечественной промышленностью не выпускаются, а зарубежные аналоги, если и имеются, то запатентованы и имеют высокую стоимость, из-за этого промышленные предприятия теряют сотни миллионов рублей и становятся зависимыми от иностранных фирм.

Часть работы посвящается важной проблеме создания на основе металлов принципиально новых материалов в виде отдельных нано- и микрочастиц с развитой поверхностью, пористых покрытий и пленок из них, обладающих уникальными сорбционными и фильтрующими свойствами. Из таких материалов можно создавать сорбционные слои, фильтрующие элементы и мембраны, предназначенные для очистки газов и жидкостей от механических и микробиологических примесей, выделения из жидкостей ионов тяжелых элементов и разделения соединений различной природы и валентности.

Экологические предприятия, связанные с очисткой воздуха, воды и технологической жидкости, испытывают потребность в эффективных фильтрующих элементах на основе металлов, которые можно регенерировать и многократно использовать.

Пористые наноматериалы на основе металла востребованы и необходимы для мембранной науки и техники, так как сочетают в себе высокую прочность, антикоррозионные свойства, стойкость к истиранию, электропроводность с селективностью, высокой проницаемостью и стабильностью их функциональных характеристик. Поэтому проблема создания нанокатализаторов с развитой поверхностью и нанопористых фильтрирующих и сорбирующих материалов на основе металлов, имеющих заданные характеристики, необычную структуру и уникальные физико-химических свойства, является весьма актуальной. Данная работа посвящена решению следующих задач:

1. Получение методом электроосаждения металла пентагональных нано- и микрообъектов с развитой поверхностью и икосаэдрическим расположением атомов.

2. Исследование особенностей их строения, разработка моделей и механизмов формирования их в процессе электрокристаллизации.

3. Экспериментальные исследования влияния температурных полей на морфологию, строение и свойства пентагональных объектов

4. Разработка механизма формирования на поверхности икосаэдрических малых частиц (ИМЧ) в процессе их отжига нанопор и вискеров (усов).

5. Теоретическое и экспериментальное обоснование идеи создания из икосаэдрических металлических частиц методом термообработки эффективных катализаторов, нанопористых материалов, фильтров, пленок, покрытий, слоев, обладающих уникальными каталитическими, сорбирующими, фильтрирующими и физикомеханическими свойствами.

6. Создание, исследование и испытание на основе меди образцов инновационной продукции в виде частиц развитой поверхности, нанокатализаторов, сорбционно-каталитических фильтров.

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ РЕЛЬЕФОВ ПОВЕРХНОСТИ РАЗРЫВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЁКОЛ

Корсуков В.Е., Бетехтин В.И., Варкентин М.С., Гиляров В.Л., Кадомцев А.Г., Корсукова М.М., Обидов Б.А., Слуцкер А.И.

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

Рельеф поверхности разрыва связан с механизмом зарождения и роста магистральной трещины. Поэтому важно изучить не только виды и фрактальные характеристики рельефов поверхностей разрыва, но и виды и фрактальные характеристики рельефов боковых поверхностей образцов, подвергнутых механическим воздействиям, на которых зарождается магистральная трещина.

Методами СТМ и АСМ изучался рельеф поверхности разрыва фольг металлических стекол (МС) Fe₇₇Ni₁Si₉B₁₃ и Fe₇₀Cr₁₅B₁₅. Размеры образцов составляли 30x3x0.03–0.06 мм. Механическое напряжение о при разрыве составляло 1÷3 GPa. При обработке изображений поверхностей использовались методы вейвлет преобразований и покрытий [1–3]. Основные измерения были получены для фольг (МС) Fe₇₇Ni₁Si₉B₁₃.

Установлено, что поверхности разрыва образцов, образованные магистральной трещиной, демонстрируют рельефы разного типа. На рис.1 показаны два типа рельефа поверхности разрыва (ОҮ – направление роста трещины): *а* – анизотропный, гладкий в направлении ОХ, и *b* – почти изотропный.



Рис. 1. Рельефы двух типов поверхности разрыва.

Для МС Fe₇₇Ni₁Si₉B₁₃ были измерены фрактальные размерности D_{OX} и D_{OY} в направлении OX и OY с помощью программы fraclab и полная фрактальная размерность поверхности D при помощи программы gwidion. Отметим следующие обстоятельства. На рис.1a D_{OX} = 1.0. Это характеризует гладкость рельефа в этом направлении. С другой стороны D_{OY} = 1.3 свидетельствуют о фрактальности поверхности в этом направлении. Полная фрактальная размерность D = 2.3. Таким образом (см. рис. 1a), выполняется соотношение (1):

$$D = D_{\rm OX} + D_{\rm OY}.$$
 (1)

Отметим, что подобные соотношения характеризуют поверхности переноса [3]. Для них в рамках фрактальных множеств доказана соответствующая теорема.

Из рис.1*b* видно, что $D_{OX} = 1.1$, а $D_{OY} = 1.2$. Это свидетельствует о фрактальности поверхности в обоих направлениях. Отметим, что и в этом случае выполняется соотношение (2):

$$D = D_{\rm OX} + D_{\rm OY} \,. \tag{2}$$

Фрактальные размерности, измеренные в направлении ОХ и ОУ, несомненно, механизмами образования роста магистральной связаны с И трещины. В работах [1,2] было установлено, что зарождение магистральной трещины происходит на поверхности МС в области монофрактализации поверхностной морфологи и формирование скейлинга поверхностных дефектов. Было высказано также предположение, что поверхность разрыва, образованная магистральной трещиной, «наследует» фрактальные характеристики боковой поверхности в области зарождения трещины. Рассмотрим формирование рельефа на боковой поверхности фольг под воздействием механической нагрузки. Исследования проводились как на широкой боковой поверхности фольги (ширина образца), так и на узкой (толщина образца).

На рис.2 показаны два типа сформированной поверхности под влиянием растяжения при напряжении, приближающемся к разрывному.



Рис. 2. Рельефы боковой поверхности в области зарождения трещины при нагрузке, близкой к разрывной.

Из рисунка видно, что и для боковых поверхностей выполняются равенства (3) и (4), которые аналогичны равенствам (1) и (2), см. рис.1 и рис.2.:

$$D = D_{\rm OX} + D_{\rm OY} \tag{3}$$

$$D = D_{\rm OX} + D_{\rm OY} \tag{4}$$

Необходимо отметить следующее: 1 – величины фрактальных размерностей боковых поверхностей в предразрывном состоянии близки к величинам фрактальных размерностей поверхностей разрыва; 2 – анизотропии поверхностного рельефа боковых поверхностей соответствует анизотропиям рельефов поверхностей разрыва. 3 – формирование на боковых поверхностях и соответствующим им поверхностях разрыва поверхностей переноса. Таким образом, мы видим, что фрактальные характеристики боковых поверхностей, где формируется магистральная трещина, «наследуются» поверхностями разрыва.

В качественного первого приближения механизма зарождения и распространения магистральной трещины предложена модель клеточного автомата [4,5]. Расчет в рамках модели показал, что в случае сравнительно однородной структуры МС образуется анизотропный рельеф поверхности разрыва, а в случае неоднородной структуры – изотропный рельеф. Необходимо отметить, что рельефы исследованных поверхностей в процессе воздействия растяжения и дальнейшего разрыва фрактальны и мультифрактальны, причем фракталы стохастические. По нашему мнению стохастичность фрактала объясняется двумя причинами: вероятностной природой термофлюктационного разрушения и пространственной гетерогенностью материала. Вклад термофлюктационного механизма разрушения и гетерогенности материала в прочностные свойства твердых тел естественно рассматривался при интерпретации экспериментальных данных по накоплению атомных разрывов, зародышевых нано и микротрещин и др., измеренных прямыми физическими методами [6-7].

В настоящий момент до конца не ясно как интерпретировать большое количество экспериментальных данных по разрушению твердых тел на атомном, нано и микро уровнях в рамках парадигмы теории катастроф. На наш взгляд это необходимо, поскольку подход С.Н. Журкова во многом объясняет механизм разрушения, а теория катастроф перспективна в прогнозировании разрушения.

- 1. В.Л. Гиляров, М.С. Варкентин, В.Е. Корсуков, М.М. Корсукова, В.С. Куксенко. ФТТ, т. 52, №7, 1311-1315 (2010).
- 2. В.И. Бетехтин, П.Н. Бутенко, В.Л. Гиляров, А.Г. Кадомцев, В.Е. Корсуков, М.М. Корсукова, Б.А. Обидов. ФТТ, т.50, в.10, 1800 -1806 (2008).
- 3. Е. Федер. Фракталы. Пер. с англ. М.: Мир,(1991). 254 с. (Jens Feder, Plenum Press, New York, 1988)
- 4. С.Я. Беркович. Клеточные автоматы как модель реальности: поиски новых представлений и информационных процессов. Изд. МГУ, (1993). 112 с
- 5. В.Л. Гиляров. ФТТ, т. 53, в. 4, 707-710 (2011)
- 6. В.Р. Регель, А.И. Слуцкер, Э.Е. Томашевский. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, (1974). 560 с.
- 7. В.Р. Регель, А.И. Слуцкер. Соросовский образовательный журнал, т. 8, № 1, С. 86 (2004).

ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДЕФОРМАЦИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МАТЕРИАЛОВ

Алехин В.П.

Московский государственный индустриальный университет, Москва, Россия alehin valentin@mail.ru

В настоящем докладе поставлена задача установления основных физических закономерностей микропластической деформации поверхностных слоев твердого тела ниже и выше температурного порога хрупкости и их влияния на общую макроскопическую кинетику деформационного упрочнения. В соответствии с поставленной задачей рассмотрены основные закономерности характера формирования и эволюции дислокационной структуры в приповерхностных и внутренних слоях материала на начальной стадии деформации и их влияние на кинетику различных стадий деформационного упрочнения. Изучены закономерности микродеформации поверхностных слоев молибдена методами микротвердости, трансмиссионной электронной микроскопии, внутреннего трения и акустической эмиссии [1]. Измерен профиль дефектов в приповерхностном слое молибдена методом резерфордовского обратного рассеяния протонов. Показано, что за физическую природу зуба текучести ответственна микродеформация поверхностных слоев на начальной стадии деформирования [1]. Проведен анализ основных факторов, ответственных за особенности пластического течения в приповерхностных слоях материалов с позиций учета структурноэнергетических закономерностей зарождения, размножения и термоактивируемого движения дислокаций вблизи свободной поверхности твердого тела [2]. Рассмотрены величины напряжений гетерогенного и гомогенного зарождения дислокаций на поверхности и в объеме кристалла. Предложена конденсационная модель зарождения дислокаций в приповерхностных слоях кристалла. Рассмотрено влияние сил изображения на кинетику взаимодействия и размножение дислокаций вблизи свободной поверхности, а также особенности атомно-электронной структуры, динамики решетки и термодинамических параметров вблизи свободной поверхности твердого тела.

Проведена оценка скорости движения дислокаций и термоактивационный анализ кинетики микродеформации в монокристаллах Si, Ge и Mo ниже и выше макроскопического предела текучести [2].

Рассмотрена физическая природа и структурно-кинетические закономерности микропластической деформации в температурном интервале хрупкого разрушения, а также уточнена физическая модель движения дислокаций в кристаллах с высоким рельефом Пайерлса в области малых и средних величин напряжений и низких температур.

Предложенные в работе физические представления о природе низкотемпературной микропластичности материалов в области низких величин напряжений позволили объяснить широкий спектр экспериментальных результатов, представленных в настоящей работе, а также ряд ранее полученных и не нашедших строгого объяснения литературных данных: резкое снижение напряжений зарождения и размножения дислокаций при знакопеременных нагрузках; физическая природа интенсификации микропластического течения в поверхностных слоях материалов и последующего усталостного разрушения при циклических нагрузках; физическая природа легкодействующих поверхностных источников дислокаций; переползание участков дислокаций, выходящих на свободную поверхность; появление донорного (а в ряде случаев и акцепторного) эффекта при микродеформации; образование кластеров из точечных дефектов, приводящих к хрупкому разрушению полупроводниковых материалов после процессов низкотемпературной обработки (резка, скрайбирование, шлифовка, полировка и др.).

Практическая актуальность проблемы, которой посвящена данная работа, заключается в том, что знание основных физических закономерностей поведения поверхностных слоев материалов как ниже, так и выше температурного порога хрупкости позволяет рекомендовать практике научно обоснованные методы обработки, упрочнения и формоизменения материалов, а также сформулировать основные критерии и принципы методов локализации, интенсификации и управления кинетикой микропластической деформации применительно к оптимизации ряда технологических процессов (шлифовка, полировка, поверхностные способы упрочнения и обработки материалов, способы твердофазного соединения материалов и др.).

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта П545 в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно- педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

- 1. Алехин В.П, Алехин О.В. Физические закономерности деформации поверхностных слоев материалов. М.: МГИУ, 2011. – 455 с.
- Алехин В.П. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. М.: Наука, 1983. – 260 с.

ПРИРОДА РЕЛАКСАЦИИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО МРАМОРА, НАВЕДЕННОЙ МЕХАНИЧЕСКИМИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

Махмудов Х.Ф.

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

Кинетика релаксации заряда изучалась в интервале температур 20 – 200 °C. Образец из мрамора в виде призмы, размером $50 \times 50 \times 100$ мм помещался в термостат и выдерживался в нем при заданной температуре ~ 1 час. Температура измерялась с использованием медного термометра сопротивления (потенциометра P-363). Погрешность измерения температуры составила 0,02 °C.

Одноосное сжимающее напряжение через жесткие керамические изоляторы прикладывали, используя гидравлический пресс. Для исключения появления концентрации напряжений на торцах их полировали до зеркального блеска. Кроме того, нагружение осуществляли через менисковое устройство. Было замечено, что в тех случаях, когда величина напряжений превышала предел текучести, фиксируются сигналы акустоэмиссии. Поэтому для уверенности, что в локальных местах образца напряжения не превышали предел текучести, использовали акусто-эмиссионную систему A-Line 32D. В пластине керамического изолятора высверливали отверстие диаметром $\approx 1,5$ см, внутрь которого помещался пьезкристалл из пъезокерамики, напряжение на котором измерялось при помощи системы A-Line 32D.

Чтобы создать электрическое поле на две противоположные боковые поверхности образца крепились электроды из эпоксидной смолы, наполненной серебряным порошком. На них подавалось напряжение – 2 V. Поскольку величина напряжения мала, необходимо было нивелировать влияние внешних случайных электрических полей. С этой целью все узлы установки заземляли, что позволяло удалить остаточные заряды. Измерения индуцированного электрического потенциала на образце производились бесконтактным способом при помощи высокочувствительного электрометра (ЭМ), созданного в лаборатории.

Он включал усилитель постоянного тока с большим входным сопротивлением -10^{14} Ом. Регистрирующим элементом был зонд в виде диска диаметром 5 мм. Если зонд поднести к электроду, например, положительного знака, в нем индуцируется заряд *q* противоположного знака. Потенциал ϕ на зонде связан с *q* простым выражением:

$$\varphi = q / C_0 , \qquad (1)$$

где C_0 – входная емкость ЭМ, которая в нашем случае составляла 4 10–12 Ф.

При нагружении потенциала ϕ_m нарастает, а затем при сохранении нагрузки релаксирует. Эта релаксация не определяется прибором, так как постоянная времени ЭМ много больше, и обусловлена процессами внутри образца. Через некоторое время поле спадает практически до нуля. При разгрузке индуцируется потенциал другого знака, который также релаксирует со временем до нуля. На рис. 1 показаны график сравнения релаксационной зависимости в нормированных координатах временные зависимости потенциала в нормированных координатах при интервале температур 200 °C – (1), 180 °C – (2), 160 °C – (3), 100 °C – (4), 60 °C – (5), 20 °C – (6).



Рис. 1. График сравнения релаксационной зависимости в нормированных координатах при температурах: 200 (1), 180 (2), 160 (3), 100 (4), 60 (5), 20 ⁰C (6).

Можно видеть, что при увеличении температуры происходит заметное уменьшение времени релаксации, что качественно согласуется с формулой:

$$\tau = \tau_0 \exp(E/kT), \qquad (2)$$

где τ_0 – коэффициент близкий по величине периоду собственных колебаний, E – энергия активации процесса релаксации, k – постоянная Больцмана. На рис. 2 приведена зависимость среднего времени релаксации от kT.



Рис. 2. Зависимость среднего времени релаксации от kT.

Из графика на рис. 2 следует, что релаксация может быть описана термоактивационным уравнением формула (2) аррениусовского типа.

Энергия активации, вычисленная из наклона зависимости, оказалась равной $E = \sim 0.08$ эВ. Это значение близко к энергии активации образования водородных связей: -O-H...O-C-.

Обсуждение результатов

Экспериментальные результаты свидетельствуют об общности явления поляризации твердых диэлектриков в механическом и электрическом полях. Мрамор является диэлектриком. Более 90% мраморов месторождения состоят из минерала кальцита (CaCO₃) с концентрацией примесей менее 1,2 %.

Можно предположить, что градиент механического поля (упругой силы) определенным образом ориентирует полярные группы или диполи. Как было показано, энергия активации движения ионов в мраморе не велика 0,08 эВ. Это говорит об их слабой связанности и способности к слабым термическим флуктуациям. Их перемещения во внутреннем электрическом поле приводят к частичной или полной компенсации разности потенциалов. При снятии механической нагрузки диполи создававшие поляризацию упруго, обратимо и практически мгновенно возвращаются в свои, исходные состояния.

Таким образом, термоактивационные процессы в горных породах имеют те же основные особенности, что и классические твердые диэлектрики, но более усложнены неоднородностью структуры, состава и большей подверженностью внешним условиям.

1. При воздействии на образцы мрамора слабыми электрическими и механическими полями возникает электропроводность. Поляризация в механическом поле пропорциональна величине упругой деформацией.

2. Релаксация потенциала, вероятно, происходит за счет миграции молекул воды в объеме образца по термофлуктуационному механизму.

3. В основе явления релаксации (энергия активации, равной E=~0,08 эВ), повидимому, лежит процесс образования водородных связей: - O-H...O-C-.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 11-05-00320).

- 1. Журков С.Н., Куксенко В.С., Махмудов Х.Ф., // ДАН. 1997. т.35. в.4. С. 470-472.
- 2. Махмудов Х.Ф., Куксенко В.С. // ФТТ. 2005. т.47. в.5. С. 856-859.
- 3. Махмудов Х.Ф., //ЖТФ, 2011. т.81, 1 страницы: 76-81

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ УПРУГОЙ ЭНЕРГИИ, ВЫДЕЛЯЕМОЙ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ДЕФЕКТОВ В ГЕТЕРОГЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ

Кадомцев¹ А.Г., Гиляров¹ В.Л., Дамаскинская¹ Е.Е., Рассказов² И.Ю.

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия ² Институт горного дела ДВО РАН, г. Хабаровск, Россия <u>andrej.kadomtsev@mail.ioffe.ru</u>

Интерес к исследованию накопления повреждений в водонасышенных материалах связан с тем, что как конструкционные материалы (например, бетон) в процессе эксплуатации, так и горные породы в условиях естественного залегания, как правило, находятся в условиях повышенной влажности. Известно, что проникновение жидкости в материал приводит к изменению его физико-механических свойств. Однако механизм влияния жидкости на прочность недостаточно изучен. В связи с этим, в настоящей работе выполнены лабораторные исследования разрушения гранита, насыщенного водой. Для контроля за дефектообразованием использовался метод регистрации акустической эмиссии (АЭ). В работе [1] было показано, что различному характеру накопления дефектов соответствует различный функциональный вид распределения по энергии АЭсигналов. Было установлено, что на начальной стадии разрушения, когда дефекты образуются хаотично по всему образцу, распределение по энергии имеет экспоненциальный вид, в то время как при локализованном разрушении функция распределения становится степенной. В данной работе такой подход был применен для анализа накопления дефектов в водонасыщенных образцах.



Рис.1. Накопление дефектов при деформировании водонасыщенного образца гранита: *a* – ХZ-проекции координат гипоцентров источников АЭ; *b* – распределение сигналов АЭ по энергии.

Предварительно [2] было показано, что при деформировании водонасыщенного образца на протяжении всего эксперимента не наблюдалась локализация, образование дефектов происходило дисперсно (хаотично) во всем объеме образца (рис.1*а*). Высказано предположение о том, что делокализованный характер разрушения определяется тем, что вода заполняет все уже имеющиеся в материале до начала нагружения дефекты типа трещин, пор, капилляров, которые распределены дисперсно по объему образца. В [3] показано, что гидролитический механизм значительно уменьшает энергию активации процесса разрушения, что облегчает процесс развития (укрупнения, слияния) имеющихся дефектов. В результате получаем сильно поврежденный материал, который разрушается при приложении меньшей нагрузки, чем в экспериментах с сухим образцом.

В данной работе с целью подтверждения и уточнения делокализованного характера накопления дефектов были построены распределения по энергии (E) сигналов АЭ. Для удобства анализа данное распределение построено в двойных логарифмических координатах и в полулогарифмических координатах (рис.1b). Видно, что в двойных логарифмических координатах экспериментальные данные лучше аппроксимируются полиномом (сплошная линия), чем прямой (пунктир). В полулогарифмических координатах данные аппроксимируются линейной функцией. Этот факт означает, что данное распределение описывается экспоненциальной функцией. Важно отметить, что на протяжении всего эксперимента распределение сигналов АЭ по энергии сохраняет экспоненциальный вид и не переходит в степенную функцию. На наш взгляд, это связано с тем, что при деформировании водонасыщенного материала изменился механизм разрушения, дефектообразование не перешло к состоянию самоорганизованной критичности [4], которому соответствует степенное распределение энергии.

Таким образом, анализ лабораторных экспериментов позволяет говорить о том, что функциональный вид распределения энергии АЭ-сигналов может служить индикатором характера накопления дефектов.



Рис. 2. Распределение по энергии сигналов АЭ, зарегистрированных на руднике в феврале (*a*) октябре (*b*) 2010 г.

Для проверки справедливости этого вывода был проведен анализ фрагмента акустоэмиссионной базы данных, полученной в результате измерений, проводимых ИГД РАН г. Хабаровска на глубоких горизонтах месторождения «Антей» (рудник Глубокий ОАО «ППГХО») [5]. База данных представляет собой последовательность параметров сигналов акустической эмиссии. Каждый сигнал характеризуется временем излучения, тремя координатами гипоцентра и энергией (*E*), приведенной к источнику АЭ-сигнала. Общее число событий – 6835; энергетический диапазон от единиц до тысяч Дж.

Подробный анализ изменения функционального вида распределения энергии АЭсигналов во времени показал, что на начальных этапах разрушения распределение аппроксимировалось экспоненциальной функцией (рис.2*a*). По мере накопления дефектов функциональный вид распределения изменился и стал степенным (рис.2*b*). Таким образом, несмотря на то, что в данной области рудника уже произошли высокоэнергетичные события, в будущем возможно образование крупных дефектов, сопровождаемое выделением большой энергии. Безусловно, необходим более детальный анализ изменения функционального вида распределения по энергии АЭсигналов. Именно такой анализ, на наш взгляд, может позволить определить момент перехода системы из «неопасного» состояния в критическое.

Таким образом, полученные результаты и их анализ подтвердили, что при деформировании водонасыщенных образцов гранита разрушение имеет делокализованный характер, при этом существенную роль играют дефекты, уже имеющиеся в материале до начала нагружения.

Список литературы

- Гиляров В.Л., Варкентин М.С., Корсуков В.Е.; Корсукова М.М.; Куксенко В.С. Формирование степенных распределений дефектов по размерам в процессе разрушения материалов, 2010, ФТТ, т.52, 7, с. 1311-1315
- Кадомцев А.Г.; Дамаскинская Е.Е.; Куксенко В.С. Особенности разрушения гранита при различных условиях деформирования. 2011, ФТТ, т.53, 9 с. 1777-1782
- 3. Берштейн В.А., Никитин В.В., Степанов В.А., Шамрей Л.М. Гидролитический механизм разрушения стекла под нагрузкой, 1973, ФТТ, т.15, 11, с. 3260-3265.
- 4. P. Bak, How Nature Works. Springer -Verlag, NY, 1986.
- Рассказов И.Ю., Саксин Б.А., Аникин П.А., Потапчук М.И., Просекин Б.А. Особенности формирования очагов разрушения в удароопасном массиве месторождения Антей // Геодинамика и напряженное состояние недр Земли. Труды Всероссийской конференции с участием иностранных ученых. Новосибирск 3-6 октября 2011 г. т.1. с. 425-430.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНЫХ ПОКРЫТИЙ СИСТЕМЫ Ті–В–Си

Романов Д.А., Будовских Е.А., Громов В.Е.

Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк, Россия, romanov da@physics.sibsiu.ru

Композиционные материалы системы Ті-В-Си обладают стойкостью к электрической эрозии на порядок более высокой по сравнению с контактной медью. Для ряда практических применений, например, в случае упрочнения контактных поверхностей средне- и тяжелонагруженных выключателей и коммутационных аппаратов, может оказаться перспективным формирование на них покрытий, поскольку в этом случае важна электроэрозионная стойкость поверхности контакта, а не всего объема. В последние годы разрабатывается способ обработки поверхности многофазными плазменными струями продуктов электрического взрыва проводников, который позволяет либо осуществлять электровзрывное напыление (ЭВН) покрытий, либо проводить электровзрывное легирование (ЭВЛ) приповерхностных слоев металлов и сплавов продуктами электрического взрыва проводников. Цель настоящей работы заключалась в формировании композиционных слоев систем Ті-В-Си в различных режимах обработки и изучении особенностей рельефа их поверхности, строения и структуры. Исследования структуры зоны ЭВН композиционных покрытий TiB₂-Cu проводили при значениях поглощаемой плотности мощности, равной 4,5 ГВт/м², что обеспечивало предплавильное состояние поверхности.

Формирующееся при ЭВН покрытие характеризуется более развитыми параметрами шероховатости по сравнению с исходной (табл. 1). После одно-, двух- и трехкратной обработки параметр шероховатости Ra составляет 2,5...2,7 мкм для базовой поверхности и 2,6...2,7 для базовой длины. Полученные значения параметров шероховатости обусловлены тем, что поверхностные слои были получены при электровзрывной обработке, для которой характерно осаждение на поверхность преимущественно жидких частиц продуктов взрыва из тыла струи с последующей самозакалкой.

	Параметры шероховатости				
Исследуемый образец	для базовой поверхности		для базовой длинны		
	Ra	Rmax	Ra	Rmax	
подготовка для ЭВН	1,5	21,5	1,5	13,8	
ЭВН единичного слоя	2,5	32,4	2,7	18,8	
ЭВН двух единичных слоев	2,6	35,4	2,6	18,7	
ЭВН трех единичных слоев	2,7	30,9	2,6	18,8	

Таблица 1. Параметры шероховатости образцов электротехнической меди М00 после электровзрывного напыления

Рассмотрим результаты исследования структуры покрытия, формирующегося на образцах электротехнической меди при ЭВН, в зависимости от числа напыления единичных слоев. Видно, что формирующееся при ЭВН покрытие характеризуется рельефом низким уровнем шероховатости. Ha развитым И поверхности формируются структуры трех типов. К структуре первого типа отнесем области неправильной формы, располагающиеся сравнительно гладкие на поверхности покрытия хаотическим образом (рис.1, б). Суммарная площадь

структуры первого типа на поверхности покрытия, сформированного при ЭВН одного, двух, трех единичных слоев, составляет 20 %.



Рис. 1. Характерное изображение поверхности, полученное методом сканирующей электронной микроскопией, после электровзрывного напыления единичного слоя композиционного покрытия TiB_2 –Cu ($q = 4,5 \ \Gamma BT/m^2$) $a - общий вид, \delta$ – поверхность для рентгеноспектрального анализа, e, e – рентгеновские спектры (места набора рентгеновского спектра обозначено на (δ) значком «звезда»)

Микрорентгеноспектральный анализ дает основание заключить, что области структуры первого типа имеют сложный химический состав; основными элементами являются медь и титан (рис. 1, *в*). Опираясь на эти результаты, можно предположить, что данные области сформировались в результате перемешивания диборида титана и меди при электрическом взрыве композиционного электрически взрываемого материала и имеют сложный фазовый состав, к примеру, содержат частицы диборида титана и медь.

Действительно, детальный анализ морфологии поверхности областей структуры первого типа позволил выявить образования (частицы) округлой формы, расположенные хаотически, либо формирующие протяженные ряды (рис. 2). Размеры частиц изменяются в широких пределах (от 250 до 500 нм).

К структуре второго типа отнесем образования глобулярной формы, занимающие на поверхности покрытия во всех режимах ЭВН суммарную площадь 75 % (рис. 1). Средние размеры данных структурных элементов изменяются в широких пределах – от 1 до 10 мкм. Микрорентгеноспектральный анализ дает основание заключить, что исследуемые образования имеют сложный элементный состав; основными элементами являются медь и титан (рис. 1, e). Сопоставляя рентгеновские спектры, представленные на рис. 1, e и 1, e, можно отметить, что относительное со-

держание титана выше в структуре второго типа. Это, с одной стороны, может означать присутствие в данных участках покрытия частиц диборида титана, а с другой – свидетельствует о недостаточно большой толщине структур первого типа, что приводит к присутствию на рентгенограмме линий от лежащего под включением смеси диборида титана и меди, так и о наличии на поверхности включения частиц диборида титана.



Рис. 2. Структура, формирующаяся на поверхности меди при электровзрывном напылении единичного слоя покрытия TiB₂–Cu. CЭM

Как отмечалось выше, методической особенностью используемого в настоящей работе ЭВН является использование композиционного электрически взрываемого материала. В связи с этим представляло интерес выяснить, присутствуют ли частицы порошка диборида титана на поверхности формирующегося покрытия.

Суммарная площадь, занимаемая структурой третьего типа на поверхности покрытия, заполняющей пространство между структурами первого и второго типа (рисунок 1) составляет 9 %. Микрорентгеноспектральный анализ дает основание заключить, что основным элементом данных образований является титан. Средние размеры данных структурных элементов изменяются в пределах от 500 нм до 2 мкм. Их размер сопоставим с частицами диборида титана. Следовательно, данные образования являются частицами порошка диборида титана, используемого при электрическом взрыве композиционного электрически взрываемого материала и перенесенного на поверхность обработки без перемешивания с медью.

Выводы. После ЭВН происходит увеличение шероховатости поверхности по сравнению с исходным значением. После одно-, двух- и трехкратной обработки шероховатость остается стабильной Ra и составляет 2,5...2,7 мкм. Полученные шероховатости не препятствует практическому использованию параметры электровзрывных поверхностных слоев, поскольку известно, что при эксплуатации средне- и тяжелонагруженных выключателей в неизменных условиях работы происходит приработка и создается стабильная шероховатость поверхности. После ЭВН композиционных покрытий TiB₂-Cu в поверхностном слое выделены три характерные морфологические составляющие структуры, формирующие микрорельеф покрытия: субмикрокристаллические частицы порошка диборида титана, используемого для ЭВН; сравнительно гладкие области на основе диборида титана и меди, содержащие субмикрокристаллические включения диборида титана; конгломераты частиц диборида титана и меди глобулярной морфологии.

Исследования выполнялись в соответствии с Федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. по гос. контракту № 14.740.11.1154 и гран-там РФФИ №№ 11-02-91150-ГФЕН_а, 11-02-12091-офи-м.

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНОГО ПОРОШКА ЦЕМЕНТА В СРЕДЕ ГЕЛИЯ

Клявин О.В., Аруев Н.П., Болтенков Б.С., Поздняков О.Ф., Чернов Ю.М.,Шпейзман В.В.

Федеральное государственное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия. klyavin@ mail.ioffe.ru

Как показали результаты проведенных исследований физических закономерностей явления дислокационно-динамической дффузии [1-3], оно может иметь широкое практическое применение как эффективный механизм динамического проникновения частиц внешней среды в твердые тела в процессе их деформации и разрушения. Этот процесс приводит к изменению прочностных характеристик поверхностного слоя деформированных материалов на глубине проникновения в них частиц среды (до 10 мкм и более). Полученные данные позволили использовать этот эффект при изучении трибологических свойств материалов для получения наноразмерных кристаллических порошков барита и рутила [4,5] и наноразмерного цемента. На лабораторной шаровой мельнице (типа МК-1) были выполнены эксперименты по диспергированию порошка промышленного цемента марки М-400 в среде воздуха и гелия при времени его дробления 5 часов и интенсивности A = 10 (в условных единицах шкалы мельницы). На масс-спектрометре МСХ-6 были получены кривые выделения гелия из сырья и порошков, дробленых на воздухе и в гелии, при их нагреве в области температур 20-1200°С с постоянной скоростью в течение 1,5 часов. Измерено также содержание гелия в этих порошках. Цемент имеет сложный многофазный состав (силикаты, оксиды, соли металлов, кварц и др.) с различной и сложной микроструктурой. Поэтому количественный анализ кривых его экстракции представляет сложную задачу и требует трудоемких и длительных исследований. Были выполнены также измерения количества гелия в сырье и после его дробления в среде воздуха и гелия, а также размеров частиц методом динамического светорассеяния (прибор Coulter-4). Рассмотрение динамики выделения гелия из проб сырья показало, что интервал его выделения находится в пределах от 300-350°C до 1150-1200°C. Общее количество пиков на кривой – три, и первый низкотемпературный пик имеет максимум при T = 550 °C. Для проб, дробленых на воздухе, температурный диапазон выделения гелия немного смещается в сторону более низких температур: от 300–350°C до 1100–1150°С. При этом максимум первого пика не смещается ($T = 550^{\circ}$ С) и является самым высоким. Кривые выделения гелия из проб, дробленых в гелии, показали, что температурный диапазон сместился в сторону более низких температур еще сильнее, чем для дробленых на воздухе: от 300-350°С до 1000-1100°С. Максимум первого низкотемпературного пика сместился до $T = 450-500^{\circ}$ C. При этом он стано-

вится значительно уже и существенно выше всех остальных пиков. Из полученных кривых была выделена температурная граница при $T = 700^{\circ}$ С, которая определяет низкотемпературное выделение гелия в первом пике и его отличие от высокотемпературного выделения гелия в остальных пиках при $T = 700-1200^{\circ}$ С. Поскольку скорость повышения температуры в экспериментах по динамике выделения гелия была постоянна, то площадь под кривой его экстракции пропорциональна количеству выделенного гелия. Поэтому можно рассчитать долю выделенного гелия в низкотемпературном интервале $T = 300-700^{\circ}$ С. Эта доля определяется отношением площади под первым пиком ($T = 300-700^{\circ}$ C) к площади под всей кривой выделения гелия. При переходе от сырья к порошкам, дробленым на воздухе и в гелии, указанная доля увеличивается и составляет, соответственно, 38.5%, 57%, 75.2% от общего количества выделенного из образцов гелия в интервале $T = 20-1200^{\circ}$ С. которое также изменяется, но в меньшей степени: (4.1-3.8-4.8)10¹⁴ат/г. При измерении порошка сырья, дробленого в гелии с амплитудой $A_2 = 10$ ед. в течение 5 часов, были получены частицы размером 5-10 нм. После дробления сырья на воздухе в том же режиме, что и в гелии, размеры частиц оказались настолько большими, что их не удалось измерить с помощью используемой методики. Средние размеры частиц порошков сырья составили ~ 0.5 мкм. Следовательно, в среде гелия размеры частиц порошка сырья уменьшаются на два порядка. По мере усиления дробления порошка цемента при переходе от среды воздуха к среде гелия доля гелия, выделяющегося из проб в интервале температур $T = 300-700^{\circ}$ С, значительно увеличивается. При этом максимум низкотемпературного пика смещается в сторону более низких температур. Из порошка цемента, дробленого на воздухе и в гелии, были приготовлены образцы (5x5x5 мм) и испытаны на сжатие. Прочность образца из порошка, дробленого в гелии, оказалась в два раза выше, чем дробленого на воздухе. Из полученных данных следует, что среда гелия резко усиливает процесс дробления порошка цемента и обеспечивает получение его наноразмерности и, как следствие, высокой прочности бетона. Подробный анализ кривых экстракции гелия из дробленых порошков цемента требует дополнительных исследований.

Описанный метод получения наноразмерных порошков среде гелия на примере цемента позволяет резко увеличить производство наноразмерных материалов различного назначения в промышленном масштабе на базе существующего мельничного оборудования при его минимальной модернизации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-08-00437-а).

Список литературы

- 1. О.В.Клявин, ФТТ, 1993, т.10, №3, 513.
- 2. О.В.Клявин, Б.А.Мамырин, Л.В.Хабарин, Ю.М.Чернов, ФТТ, 2005, т. 46, №5, 837.
- 3. О.В.Клявин, В.И.Николаев, Б.И.Смирнов, Л.В.Хабарин, Ю.М.Чернов, В.В.Шпейзман, ФТТ, 2008, т. 50, №8, 1402.
- 4. О.В.Клявин, В.И.Николаев, О.Ф.Поздняков, Б.И.Смирнов, Ю.М.Чернов, В.В. Шпейзман, 2010, т. 52, № 9, 1758.
- 5. О.В.Клявин, А.С.Дринберг, Ю.М.Чернов, В.В.Шпейзман, ФТТ, 2012, т.54, №5, 1019.

ОЦЕНКА ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОЛЕС ПО ИХ МИКРОСТРУКТУРЕ

Бурлуцкая Д. М., Аникина В. И., Любанова А. Ш.

ФГАОУ ВПО СФУ, г. Красноярск, Россия, dahaka2007@yandex.ru

Одним из пожеланий рядового потребителя является высокая устойчивость обода колеса к ударам о неровности дорожного покрытия. Существующие методики испытаний на сопротивление удару в своем большинстве не имеют в критериях оценки количественных показателей деформации обода при ударе, которые являются наиболее наглядными. Испытательный стенд для таких испытаний представляет собой комбинацию из свободно падающего груза и опорной части. Удар производился по внутренней закраине колеса. Колеса в российских и зарубежных предприятиях изготавливают из силуминов. Не всегда удобно использовать стенды для определения качества колес.

В работе поставлена задача анализа на соответствие прочностных характеристик колес по количественным характеристикам структурных составляющих.

Для исследований вырезали образцы из реальной отливки колес из эвтектических сплавов АК7и АК12(силуминов).

Микрочастицы эвтектик и эвтектоидов – сложные образования, имеющие внедренные частицы другой фазы в основную (пластинки кремния в алюминиевой матрице). Форма и размеры фаз – составляющих эвтектик определяют свойства сплава.

Любая фаза представляет собой геометрическое тело микроскопических масштабов, которое обладает вполне определенной формой и параметрами – линейными размерами, величиной поверхности, объемом и так далее. Вполне естественно воспользоваться именно этими геометрическими величинами для количественной оценки микроскопических частиц и фазовых составляющих структуры в целом как их совокупности. Однако в объеме исследуемого металла едва ли найдутся хотя бы две микрочастицы, полностью тождественные по форме и размерам, поэтому можно говорить только об использовании статистически средних величин геометрических параметров.

Задачей представленной работы ставилось определение площади и степени сфероидизации кремнистой фазы.

Из литературных источников известно, что в качестве размерной характеристики частиц эвтектического кремния можно использовать максимальный диаметр Фере (D_{Fmax}) – максимальную длину возможных проекций частицы на произвольную ось. Степень сфероидизации кремнистых частиц оценивают с помощью отношения Фере (Φ), которое рассчитывается [1] по формуле:

$$\Phi = D_{F_{\min}} / D_{F_{\max}},$$

где $D_{F_{\min}}$ – минимальная длина возможных проекций частицы на произвольную ось, мкм (минимальный диаметр Фере). Чем отношение Фере ближе к единице, тем форма частиц более близка к сферической.

Размеры частиц кремнистой фазы определить даже при увеличении микроскопа порядка x1500 можно, но работа очень трудоемкая.

Авторы решили воспользоваться программой «Analyz» для ЭВМ, выполненной на кафедрах СФУ «МиТОМ» и «ПМиАСУ», которая позволяет рассчитать площади частиц [2].
Во внимание был принят факт, что изображение, полученное при съемке с микрошлифа, зависит от того, под каким углом был сделан срез на образце. Предполагалось, что в поперечном сечении оси дендритов кремния имеют прямоугольную форму (рис.1), а минимальное значение площади будет соответствовать поперечному сечению оси дендрита второго порядка.



Рис. 1. Схемы дендритного кристалла (*a*) и оси дендрита (*б*) с обозначением ее поперечного и продольного сечения (*в*)

$$S_{min} = ab_{Fmin}$$
 $S_{max} = ab_{Fmax}$

Подставив значения площадей, получили равенство отношений

$$\frac{S_{min}}{S_{max}} = \frac{ab_{Fmin}}{ab_{Fmax}} = \frac{b_{Fmin}}{b_{Fmax}}$$
(1)

Минимальная площадь поперечного сечения частицы кремния, которая в процессе сфероидизации изменяет форму, при этом диаметр остается равным ширине прямоугольного сечения этой частицы, представляет квадрат, следовательно, формула (1) примет вид:

$$S_{min} = a^2$$

Результаты определения параметров площади кремнистых частиц и критерия Фере могут быть положены в основу заключения о качестве колес, по их прочности, твердости и прогибу.

Список литературы

- 1. А. с. № 2011616672 Программа для ЭВМ «Analyz»/ Любанова А. Ш., Аникина В. И., Постнов А. П.; заявл. 8.07.2011; опубл. 26.08.2011.
- 2. Самошина, М. Е. Влияние условий кристаллизации на морфологию кремниевой фазы в силумине АК18 / М. Е. Самошина, Н. А. Белов, С. В. Савченко // Цветные металлы. 2010. № 8. С. 83 87.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАСТИЧНОСТЬ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТИТАНА, ПОЛУЧЕННОГО КРИОПРОКАТКОЙ

Смолянец Р.В., Москаленко В.А., Смирнов А.Р.

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, Харьков, Украина smoljanets@ilt.kharkov.ua

Нанокристаллические металлы с очень малым размером зерна содержат экстремально высокую долю границ зерен, что, по сути, определяет физические механизмы пластической деформации материалов этого класса. Развитие методов сильных пластических деформаций (СПД) таких как равноканальное угловое прессование (РКУП) и деформация кручением под гидростатическим давлением дало возможность получать объемные ультрамелкозернистые (УМЗ) металлы с размером зерен $d \approx 200-500$ нм [1,2]. В тоже время наиболее существенное изменение свойств наблюдается в металлах с нанометровым размером зерна (d < 100 нм). Отсутствие до последнего времени оптимальных технологий получения объемных нанокристаллических металлических материалов ограничивало возможности их практического применения, а также изучение свойств. В работе [3], применив метод криомеханической обработки, одним из вариантов которой является криопрокатка, авторами был впервые получен объемный нанокристаллический (НК) титан с уменьшением среднего размера зерна d до 35 нм. Ранее [4,5] были изучены механические свойства УМЗ титана в интервале температур 4,2–300 К в режиме одноосного сжатия. Полученные результаты не выявили изменений в характере температурной зависимости предела текучести $\sigma_{\nu}(T)$ УМЗ титана по сравнению с крупнозернистым (КЗ), подтвердив термически активированную природу его низкотемпературной пластичности. Наблюдаемое увеличение в значениях σ_v рассматривается как результат роста атермической составляющей внутренних напряжений, создаваемых границами зерен.

Практически во всех работах по изучению механизмов пластической деформации УМЗ и НК металлических материалов указывается на важную роль дислокационных процессов, связанных с границами зерен. В настоящей работе было изучено влияние размера зерна в нанометровой области на закономерности пластической деформации титана при низких температурах, когда исключена возможность динамического возврата и не вуалируется роль границ зерен и зернограничных процессов.

В качестве исходного материала использовался титан технической чистоты ВТ1-0 в виде промышленно изготовленного листа толщиной 4 мм с содержанием основных примесей (масс. %): Fe 0,06; N 0,01; O 0,1; C 0,01; H 0,002. Средний размер зерна в состоянии поставки $\overline{d} \approx 10$ мкм. Объемный НК титан со средним размером зерна ($\overline{d} = 35$ нм) был получен криопрокаткой при температурах близких к температуре жидкого азота до значений истинной деформации $\varepsilon = \ln(t/t_0) = -1,95$, где t_0 и t – начальная и конечная толщина прокатываемой пластины, (относительная деформация $\varepsilon = 86$ %). Последующий отжиг при температурах 523 К и 723 К в течение 45 мин в вакууме $3 \cdot 10^{-3}$ Па позволил получить образцы НК титана со средним размером зерна \overline{d} 45 и 70 нм. Используя отжиг при 943 К, были также получены образцы КЗ титана ($\overline{d} = 2$ мкм).

Образцы на растяжение в форме двойных лопаток с размерами рабочей части 0,6x5x25 (мм³) вырезались из полосы соответствующей толщины в направлении прокатки с использованием вырубного штампа. Механические свойства в интервале

температур 4,2–395 К определялись при одноосном квазистатическом растяжении при скорости деформации $\dot{\epsilon} = 2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$.

На рис. 1 приведены начальные участки (отвечающие равномерной деформации образца) деформационных кривые растяжения в интервале температур 4,2–400 К для КЗ ($\overline{d} = 2$ мкм) и НК ($\overline{d} = 35$ нм) титана.



Рис. 1. Кривые растяжения в координатах «истинное напряжение – истинная деформация» для K3 ($\overline{d} = 2$ мкм) (*a*) и HK ($\overline{d} = 35$ нм) (*б*) титана BT1-0 при разных температурах.

Влияние нанометрового размера зерна проявляется в 2–3 кратном увеличении предела текучести (несколько меньшем при температурах ниже 77 К), заметном понижении скорости деформационного упрочнения $\theta = (d\sigma/d\varepsilon)$ и падении величины пластичности (относительного удлинения). Такое механическое поведение характерно для нанокристаллических металлических материалов и обусловлено уменьшением размера зерна, согласно соотношению Холла–Петча и отсутствием возможности накопления дислокаций внутри нанозерна. Влияние размера зерна на механические свойства титана при температуре 293 К иллюстрируется кривыми напряжениедеформация и зависимостью предела текучести от размера зерна $\sigma_{0,2}(d^{-1/2})$, показанными на рис. 2.



Рис. 2. Кривые напряжение–деформация при T = 293 К для титана ВТ1-0 с различным средним размером зерна d: 1 - 35 нм, 2 - 45 нм; 3 - 70 нм и 4 - 2 мкм (a) и зависимость предела текучести $\sigma_{0,2}$ от размера зерна $\sigma_{0,2}(d^{-1/2})$, согласно соотношению Холла–Петча (δ).

Видно, что уменьшение размера зерна *d* от 2 мкм до 35 нм приводит к увеличению предела текучести $\sigma_{0,2}$ от 300 МПа до 840 МПа; а предел прочности $\sigma_{\rm B}$ достигает 920 МПа при относительном удлинении до разрушения $\delta = 5$ %. Значения предела текучести $\sigma_{0,2}$, представленные в координатах $\sigma_{0,2} - d^{-1/2}$, указывают на выполнение соотношения Холла–Петча для наших образцов со слабой тенденцией к его нарушению при размерах зерен менее 40 нм (рис. 26). Анализ результатов по влиянию размера зерен на механические свойства позволяет заключить, что предела текучести $\sigma_{0,2}$ нанокристаллического титана определяется размером зерна, а величина пластичности – характером распределения зерен по размерам.

Влияние величины зерна в нанометровом интервале на вид температурных зависимостей предела текучести σ_{0,2} продемонстрировано рис. 3.



Рис. 3. Температурные зависимости предела текучести $\sigma_{0,2}$ НК титана ВТ1-0 со средним размером зерна *d*: 70 нм (2), 45 нм (3), 35 нм (4) и КЗ титана с *d* = 2 мкм (1).

Основная особенность на зависимостях $\sigma_{0,2}(T)$, вызванная уменьшением зерна

от 2 мкм до $d \leq 70$ нм, заключается в появлении практически линейного участка в интервале 100–400 К. С увеличением в нанокристаллической структуре доли зерен с субмикронным размером этот участок сужается со стороны низких температур. В исходном КЗ титане, подвергнутом криопрокатке, кинетика низкотемпературной пластичности контролируется термически активированным преодолением дислокациями локальных барьеров, создаваемых примесными атомами внедрения (кислород, азот), что характеризуется пропорциональностью $\sigma_{0,2} \sim T^{2/3}$ [6]. Изменение аналитического вида температурной зависимости на $\sigma_{0,2} \sim T$ является одним из основных признаков изменения контролирующего механизма пластической деформации в титане с нанометровым размером зерна.

Список литературы

- 1. R.Z. Valiev, Yu. Estrin, Z. Horita, T.G. Langdon, M. Zehetbauer, Y.T. Zhu, JOM 58 (2006) 33
- 2. Р.З. Валиев, И.В. Александров, Объемные наноструктурные металлические материалы: получение, структура и свойства. М: ИКЦ «Академкнига», 2007. 398 с.
- 3. В. А. Москаленко, А.Р. Смирнов, А.В. Москаленко, ФНТ 35 (2009) 1160.
- 4. В.З. Бенгус, Е.Д. Табачникова, В.Д. Нацик и др. ФНТ 28 (2002) 1211.
- 5. В.В. Шпейзман, В.И. Николаев, Н.Н. Песчанская, А.Е. Романов, Б.И. Смирнов и др., ФТТ 49 (2007) 644.
- 6. V.N. Kovaleva, V.A. Moskalenko and V.D. Natsik, Phil. Mag., 70 (1994) 423.

ПРОЧНОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ МЕЛКОЗЕРНИСТЫХ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ СКОРОСТЯХ ДЕФОРМАЦИИ

Бородин И. Н.*, Дудоров А. Е., Майер А. Е.

Челябинский государственный университет, Россия, Челябинск, elbor7@gmail.com

Введение

При квазистатической деформации поликристалла прочность металла уменьшается с уменьшением размера зерен и достигает своего максимума в области размеров зерен порядка 10–15 нанометров [1]. Под прочностью мы понимаем здесь способность материала выдерживать значительные нагрузки без начала пластического течения, которая выражается величиной предела текучести материала. Пластичность металла – его способность выдерживать большие пластические деформации без разрушения – в мелкозернистых металлах ведет себя обратно пропорционально его прочности. Но ситуация качественно изменяется при увеличении скорости деформации материала до значений превышающих $10^5 c^{-1}$. При высокоскоростной деформации становятся важны динамические эффекты [2], которые приводят к изменению зависимости прочности и пластичности материала от размера зерна.

Модель деформации поликристалла

Будем считать, что основной вклад в пластическую деформацию зерен вносит дислокационное скольжение внутри них. Скольжение дислокаций является доминирующим механизмом пластичности крупнозернистых металлов при высоких скоростях деформации [2]. Тогда, плотность дислокаций в материале и скорость их перемещения полностью определяют ход кривой напряжение–деформация металла. В области нанометровых размеров зерен мы будем полагать, что основной вклад в пластическую деформацию вносит проскальзывание вдоль их границ.

Кинетику дислокаций будем описывать согласно уравнению модели [2,3], которая при низких скоростях деформации переходит в уравнение модели [4]. Будем рассматривать одномерную деформацию металла вдоль оси *ог*. Для учета деформации создаваемой движением дислокаций w_{zz}^{D} и скольжением вдоль границ зерен w_{zz}^{gb} разложим тензор деформации на две части:

$$w_{zz} = w_{zz}^{D} + w_{zz}^{gb}$$
(1)

Деформация, связанная с движением дислокаций имеет вид [2]:

$$\frac{dw_{zz}^{D}}{dt} = -\sum_{\beta} b_{z}^{\beta} n_{z}^{\beta} V_{D}^{\beta} \rho_{D} , \qquad (2)$$

где суммирование ведется по всем плоскостям скольжения дислокаций нумеруемым индексом β ; b_z^{β} , n_z^{β} – соответственно, вектор Бюргерса дислокации и нормаль к данной плоскости скольжения.

Для деформации вызываемой проскальзыванием по границам зерен мы можем записать согласно [5] выражение

$$\frac{dw_{zz}^{gb}}{dt} = -\frac{1}{4G\tau d} \left(\frac{3}{4} s_{zz} - y_b \right),\tag{3}$$

где τ – характерное время релаксации напряжений в границе зерна, σ_{τ} – касательное напряжение, действующее плоскости скольжения зерен, y_b – величина барьерного напряжения препятствующему проскальзыванию зерен и зависящего от упру-

гих постоянных металла [6]. Полная система уравнений сплошной среды с учетом пластичности может быть записана в виде [2,5].

Результаты моделирования высокоскоростной деформации и распространения ударных волн в меди и алюминии

На основе этой модели была промоделирована высокоскоростная деформация меди и алюминия. На рис. 1 приведена зависимость предела текучести меди от размера зерна для растяжения меди со скоростью 10⁸с⁻¹, что типично для скоростей, исследуемых при молекулярно-динамическом моделировании. Начальные плотности дислокаций выбирались равными от $9 \cdot 10^{14}$ см⁻² до $5 \cdot 10^{15}$ см⁻².





Рис. 1. Зависимость предела текучести меди от размера зерна для различных начальных плотностей дислокаций в материале.

Рис. 2. Зависимость амплитуды отраженной волны от размера зерна в алюминии.

Восходящими вверх пунктирными линиями показан предел текучести для дислокаций в отсутствии зернограничного проскальзывания (левая линия) и для зернограничного проскальзывания при отсутствии скольжения дислокаций (правая линия) при начальной плотности дислокаций 10¹⁵ см⁻². Видно, что при уменьшении размера зерна сопротивление движению дислокаций существенно возрастает, а сопротивление проскальзыванию зерен остается крайне высоким до размеров порядка 25 нм. При этом кривая вместо характерного одного максимума имеет сразу два: один в области размеров зерен порядка нескольких сотен нанометров (ультрамелкозернистые металлы) и второй в области десяти нанометров (нанокристаллические металлы). В области больших размеров зерен упрочнение происходит в соответствии с законом Холла-Петча, а высокие значения предела текучести наблюдаются вследствие «дислокационного голодания» - нехватки дислокаций для эффективной релаксации напряжений в материале. Значение максимума кривой при уменьшении плотности дислокаций смещается в область больших размеров зерен.

На рис.2 представлены результаты моделирования прохождения ударной волны, возникающей в алюминии при соударении с тонкой пластиной из того же материала [7]. Скорость деформации здесь превышает 10⁵ с⁻¹. От амплитуды отраженной ударной волны зависит произойдет ли в материале откол, поэтому меньшие значения амплитуды при тех же условиях деформации свидетельствуют о большей устойчивости материала к интенсивным воздействиям. Минимум на графике связан с тем, что при уменьшении размера зерна (а следовательно и предела текучести материала) скорость диссипации энергии сначала увеличивается и волна начинает затухать быскорость диссипации эпергии спанала у дели переходит в упругий режим, и ее 77 амплитуда становится пропорциональна пределу текучести материала. Минимум зависимости наблюдается при размере зерна порядка нескольких сотен нанометров.

Также исследовались прохождение в материале ударных волн вызванных электронным [8] и ионным облучением и зависимость плотности тока пучка, приводящего к отколу материала от размера зерна. На Рис. 3. представлена зависимость минимальной плотности тока, необходимой для инициации откола тыльной поверхности от размера зерна. При уменьшении размера зерна от 1 мкм до 100 нм пороговая плотность тока увеличивается на 30 %.



Рис. 3. Облучение медных мишеней (с различным размером зёрен) толщиной 1 мм мощным ионным пучком (протоны) с энергией ионов 1 МэВ, длительность импульса 50 нс.

Заключение

Исследования высокоскоростной деформации мелкозернистых материалов говорят о том, что при увеличении скорости деформации до значений, превышающих $10^5 c^{-1}$ в области размеров зерен порядка нескольких сотен нанометров появляется новый максимум сдвиговой и откольной прочности материала. Ультрамелкозернистые материалы оказываются более устойчивы к ударным воздействиям и облучению их пучками частиц. При скоростях $10^7 c^{-1} - 10^9 c^{-1}$ обычных для молекулярнодинамического моделирования для монотонного увеличения предела текучести в соответствии с законом Холла–Петча требуются предельно достижимые плотности дислокаций в материале, поэтому данные молекулярной динамики не могут быть прямо экстраполированы в область больших размеров зерен. По-видимому, при таких скоростях деформации становятся значимыми другие источники дислокаций (такие как гомогенная нуклеация) и другие механизмы пластичности (такие как двойникование и вращение зерен).

Список литературы

- 1. Р.А. Андриевский, А.В. Рагуля Наноструктурные материалы.//М: Академия, 2005, 192с.
- 2. V.S. Krasnikov, A.E. Mayer, A.P. Yalovets. Int. J. Plast. 27 (2011) 8, 1294–1308.
- 3. А.Е. Дудоров, А.Е. Майер. Вестн. Челяб. гос. ун-та Физика. 39 (2011) 12, 48-56.
- 4. Г. А. Малыгин. ФТТ. 49 (2007) 6, 961–982.
- 5. И.Н. Бородин, А.Е. Майер. ФТТ. 54 (2012) 4, 759-766.
- 6. E.N. Borodin, A.E. Mayer. Mat. Sci. Eng. A. 532 (2012), 245-248.
- 7. И.Н. Бородин, А.Е. Майер. Вестн. Челяб. гос. ун-та Физика. 38 (2011) 11, 31-40.
- 8. E.N. Borodin, A.E. Mayer, V.S. Krasnikov. Current Applied Physics. 11 (2011) 6, 1315-1318.

АНАЛИЗ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТРУБОПРОВОДОВ В ПРОЦЕССЕ ЭКСПЛУАТАЦИИ ПРИ СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Батаева Е. Д., Сапсай А.И., Трякина Н.Ю.

Орский гуманитарно-технологический институт, г. Орск, Россия nadiamtm@yandex.ru

В процессе длительной эксплуатации высокотемпературного оборудования происходит ухудшение его служебных характеристик, приводящих в конечном итоге к достижению им предельного состояния, при котором его дальнейшее использование недопустимо или нецелесообразно. В процессе длительной эксплуатации возможны различные отклонения температурно-силовых режимов, приводящих к изменению структурно-фазового состава, и, соответственно, свойств металла паропроводов. Нередко существенные нарушения условий эксплуатации, в том числе, превышение рабочих температур и давлений приводят к зарождению и развитию повреждаемости структуры и преждевременному разрушению паропроводов.

Проанализированы изломы и прилегающие к ним области металла пароперегревателей из сталей 12Х1МФ и 12Х18Н10Т после эксплуатации при температуре 545 °C и сверхкритическом давлении 25,5 МПа. Представленные на рис. 1. фрактограммы, полученные с внутренней поверхности, а также с центральной части пароперегревателей, подвергшихся перегреву при температурах 600–650 °C, наглядно демонстрируют смешанный характер разрушения, характеризующийся наличием нескольких механизмов.



Рис. 1. Строение излома на внутренней (*a*) и внешней (*б*) поверхности пароперегревателя из стали 12Х1МФ, разрушившегося после 180 тыс. часов эксплуатации при температуре 545 °C и давлении 25,5 МПа

Межзеренное разрушение реализуется в области, примыкающей к внутренней поверхности трубы, и сопровождается образованием квазискола с присутствием плоских фасеток хрупкого разрушения и вытянутых ямок вязкого разрушения. Причиной появления такого механизма разрушения поверхностного слоя явилось окисление границ зерен, повлекшее за собой образование окисной фазы и развитие транскристаллитных микротрещин. Выявлено также, что увеличение длительности пребывания металла при высоких температурах в окислительной среде приводит к росту доли хрупкого транскристаллитного излома.

В центральной части изломов исследованных фрагментов, не подверженной высокотемпературной коррозии, выявлено вязкое ямочное разрушение со средним

размером ямок 5–15 мкм, реализованное по механизму образования и слияния микропор по границам.

Образовавшиеся при длительном перегреве поры ползучести, как правило, имеют небольшие размеры, порядка 5 – 10 мкм, при этом выявлено уменьшение их количества при удалении от центральной части к наружной или внутренней поверхности. Такое распределение пор может свидетельствовать о зарождении трещин путем слияния пор ползучести на поверхности пароперегревателей, наиболее интенсивно подвергающейся воздействию рабочей коррозионной среды.

При длительных перегревах, не превышающих температуру интенсивного роста зерна, размер ямок и фасеток транскристаллитного скола в изломе небольшой, порядка 5–10 мкм, в отдельных случаях достигает величины 15 мкм. Это свидетельствует о сохранении мелкого зерна металла пароперегревателей. Поры преимущественно мелкие, отдельные достигают размеров до 10 мкм, распределение пор по поверхности излома равномерное, однако наблюдаются более крупные поры, располагающиеся в виде цепочек.

При кратковременном перегреве металла пароперегревателя из стали 12X1МФ, отработавшего 120 тыс. часов, произошло разрушение без значительного окалинообразования, однако, вблизи места разрыва наблюдалось большое количество пор, расположенных по границам зерен. Отдельные поры достигали размеров порядка 20–25 мкм.

Кроме крупных пор в изломе наблюдаются мелкие поры размером не более 3– 5 мкм, выстраивающихся в цепочки, расположенных по границам бывшего аустенитного зерна. Крупный размер фасеток транскристаллитного скола в изломе связан с перегревом металла до температуры интенсивного роста зерна, но ниже температуры перекристаллизации, когда происходит зарождение новых мелких зерен.

Во всех случаях при разрушении вследствие перегревов от продольной магистральной трещины вглубь металла пароперегревателей распространяются тонкие микротрещины межкристаллитного характера, зарождающиеся в поперечном сечении, сопровождающиеся порами, как по границам зерен, так и на границе феррита и карбидной фазы.

Для выявления влияния размера зерна и характера расположения зерен в структуре на поврежденность металла при длительной высокотемпературной эксплуатации, была проведена оценка размеров, морфологии и характера распределения пор ползучести по границам зерен.

На рис. 2 представлены особенности структурного состояния границ зерен в стали 12Х18Н10Т при увеличении срока эксплуатации. Микроповреждения в стали зарождаются и развиваются преимущественно по границам аустенитных зерен вследствие образования пор. Порообразование на границах зерен обусловлено особенностями поведения границ в условиях незначительной скорости деформации и достаточной температуры для увеличения подвижности дефектов кристаллического строения, появление которых связано с условиями работы.

С ростом продолжительности работы трубопроводов происходит постепенное увеличение размера пор и их количества, единичные поры сливаются в более крупные, происходит зарождение сначала микро-, а затем макротрещин, развитие которых носит межкристаллитный характер

Таким образом, в процессе длительной высокотемпературной эксплуатации ползучесть металла происходит за счет развития порообразования, интенсивность которого непосредственно связана с температурно-силовыми условиями работы пароперегревателей.

Для подтверждения вышесказанного можно провести анализ механического поведения металла пароперегревателей, эксплуатирующихся при сложных термосиловых воздействиях в условиях объемно-напряженного состояния с помощью карт механизмов деформации, позволяющих анализировать устойчивость поведения при изменении параметров эксплуатации [1]. Согласно картам деформации области неизменного поведения металла характеризуются одинаковым механизмом деформации и разрушения при эксплуатации в широком диапазоне напряжений и температур. Поэтому в качестве параметров на картах используются величины гомологической температуры (T/T_{nn}) и приведенного сдвигового напряжения (σ/E), а также скорости деформации.



Рис. 2. Развитие порообразования в стали 12Х18Н10Т при длительной эксплуатации при температуре 545 °C и рабочем давлении 25,5 МПа в течение 128 тыс. ч (*a*); 145 тыс. ч. (б)

Карты механизмов деформации для сталей 12Х1МФ и 12Х18Н10Т свидетельствуют о неодинаковом развитии процессов ползучести при эксплуатации в одинаковых температурно-силовых условиях. Согласно картам для пароперегревателей, эксплуатирующихся при рабочих температурах, деформация протекает за счет контролируемого переползанием течения, происходящего преимущественно в приграничных объемах. Скорости деформации малы и не превышают величины 10^{-10} с⁻¹.

Превышение температуры над расчетной приводит к увеличению скорости деформации за счет ползучести, однако механизм деформирования при этом остается неизменным. Перегрев выше температуры точки A_{c1} , сопровождающегося фазовой перекристаллизацией (для стали 12Х1МФ), способствует ускорению процессов ползучести со скоростью деформации порядка 10^{-8} с⁻¹, металл переходит в состояние высокотемпературной ползучести. Во всех случаях напряжение не превышает значений (2÷4)*10⁻⁴ и ползучесть осуществляется за счет диффузионного течения.

Таким образом, увеличение продолжительности высокотемпературной эксплуатации приводит к росту доли фасеток транскристаллитного скола в изломе при разрушении пароперегревателей из стали 12Х1МФ, что свидетельствует о потере пластичности металла вследствие протекающих структурных изменений.

Независимо от температурно-силовых условий эксплуатации пароперегревателей, ползучесть металла контролируется диффузионным течением в приграничных областях, перегрев способствует увеличению скорости деформации от 10^{-10} до 10^{-8} с⁻¹, при этом механизм ползучести остается неизменным.

Список литературы

1. Фрост Г. Дж., Эшби М.Ф. карты механизмов деформации. Пер. с англ. Бернштейн Л.М. – Челябинск: Металлургия. Челябинское отделение, 1989. – 328 с.

ФОРМИРОВАНИЕ ДИФФУЗИОННЫХ ПРОСЛОЕК В ЗОНЕ СПЛАВЛЕНИЯ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СТАЛЕЙ РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ КЛАССОВ

Батаева Е. Д., Сапсай А.И., Трякина Н.Ю.

Орский гуманитарно-технологический институт, г. Орск, Россия nadiamtm@yandex.ru

Применение разнородных сварных соединений является хорошим решением при изготовлении конструкций, в которых только определенная часть элементов в процессе эксплуатации испытывает специфические воздействия рабочей среды, такие, как повышенные температуры с одновременным коррозионным или эрозионным воздействием, изнашивание или окалинообразование, а остальная часть остается в ненагруженном или слабонагруженном состоянии. Такое комбинирование сталей широко применяется в нефтеперерабатывающей и нефтехимической промышленности при изготовлении теплообменников, реакционных колонн и т.д., в которых рабочие поверхности, непосредственно контактирующие с рабочей средой изготавливают из высоколегированной аустенитной стали типа 18–10, в то время как вспомогательные элементы – из низко- или среднелегированных сталей перлитного класса.

Однако, при получении сварных соединений из разнородных материалов, различающихся как по степени легирования, так и по принадлежности к разным структурным классам, происходит изменение строения и состава металла вблизи линии сплавления, связанное с развитием неоднородности, различной природы: структурной, химической и, как следствие, механической. Наличие слоев с измененным химическим составом, как правило, приводит к снижению работоспособности конструкций из разнородных сталей, что необходимо учитывать при выборе типа сплавляемых материалов.

В работе проводилось исследование характера распределения элементов в зоне сплавления разноднородных сварных соединений сталей 12Х18Н10Т, 20 и 70. В процессе получения неразъемных соединений сталей различных структурных классов и различных систем легирования неизбежно в зоне сплавления возникает химическая неоднородность, которая заключается в образовании диффузионных прослоек переменного состава, обогащенных каким–либо элементом или обедненная им.

Локальный спектральный анализ (линейный) включал в себя как качественное исследования характера распределения элементов, так и количественное определение их соотношения в области сплавления. На рис. 1 представлены концентрационные кривые распределения основных элементов (кроме углерода), входящих в состав исследуемых сталей 12Х18Н10Т и 20. Из рисунка видно, что вследствие значительного нагрева металла до температур выше 1100 °С в процессе сварки, в зоне сплавления со стороны металла шва аустенитного состава образовалась узкая область переменной концентрации шириной около 12 мкм, имеющая состав промежуточный между свариваемым и наплавленным металлом.

В процессе послесварочного нагрева при 500 °С наблюдалось постепенное перемещение этой области в сторону нелегированного металла стали 20, но после 10 часов выдержки в наплавленном металле еще существовала зона измененной концентрации основных элементов. 30 часов нагрева при повышенной температуре привело к выравниванию состава в наплавленном аустенитном металле (кривые спектра железа, никеля и хрома переместились непосредственно на границу сплавления) и появлению очень узкой прослойки с переменным содержанием железа вблизи линии сплавления металла стали 20.



Рис. 1. Характер распределения элементов в зоне сплавления перлитной стали 20 с аустенитным швом состава 12X18H0T

В сварном соединении аустенитной стали 12X18H10T в зоне сплавления с металлом электрода марки ОЗЛ-8 выявлена значительная ликвация, проявляющая себя в различной травимости участка околошовной зоны на расстоянии 0,9–1,0 мм от линии сплавления (рис. 2). Здесь же четко просматривался "полуостровок" наплавленного металла с характерным скоплением ликватов, вклинившийся в основной металл, появление которого связано с недостаточным перемешиванием основного и наплавочного материала при сварке плавлением.

Но, несмотря на одинаковую химическую природу основного и наплавляемого металлов (они принадлежат к одному структурному классу аустенитных сталей), выявлена значительная неоднородность в распределении хрома и никеля, заключающаяся в появлении градиента концентраций этих элементов, достигающего 4,0-5,0 % (21,0 % хрома и 12,0-13,0 % никеля в наплавленном металле против 25,0 и 18 % этих элементов в основном металле).

Представленный на рис. 2 участок сплавления аустенитных металлов наглядно демонстрирует сложное многослойное, со значительно развитой ликвацией, строение закристаллизовавшегося при сварке наплавляемого металла, который свидетельствует о развитии химической неоднородности не только в области линии сплавления, но и непосредственно в самом наплавляемом металле, что, как будет показано ниже, привело к неоднородному распределению его свойств.



Рис. 2. Диффузионные прослойки в зоне сплавления сварных соединений аустенитных сталей

Значительное влияние на свойства сварных соединений оказывает углерод, диффузия которого при сварке, а также в процессе эксплуатации приводит к образованию на участке сплавления обезуглероженной или прочной науглероженной зоны, наличие которых способствует зарождению и развитию хрупкого разрушения. Качественно судить о характере распределения углерода вблизи зоны сплавления сварных соединений 12Х18Н10Т – сталь 70 позволяет приведенная на рис. 3 концентрационная кривая.

В данном сварном соединении в зоне сплавления со стороны стали 70 в исходном состоянии выявлена ликвационная зона шириной 100–300 мкм, характеризующаяся повышенным содержанием углерода. В прилегающих к этой зоне областях распределение углерода равномерное. После 30 часов нагрева при 700°С произошло смещение ликвационной прослойки, обогащенной углеродом в сторону нержавеющей стали.



Рис. 3. Распределение углерода в зоне сплавления сварного соединения 12X18H10T – сталь 70

Такое неоднозначное изменение характера распределения углерода в зоне сплавления объясняется различным составом сплавляемых материалов. Согласно [1], на термодинамическую активность углерода влияет величина соотношения Ме/С (где Ме – содержание карбидообразующего элемента в стали), увеличение которого приводит к понижению активности углерода, а, следовательно, к увеличению зоны обезуглероживания в зоне сплавления.

В углеродистой стали 70 величина соотношения повышенная, поэтому ее зона сплавления с нержавеющей хромоникелевой сталью имеет высокую склонность к образованию диффузионной неоднородности.

Список литературы

1. Ефименко Л.А., Прыгаев А.К., Елагина О.Ю. Металловедение и термическая обработка сварных соединений: Учебн. пособие. – М.: Логос, 2007. – 456 с.

КИНЕТИКА ЛОКАЛЬНОГО ЗАМЕДЛЕННОГО РАЗРУШЕНИЯ СТАЛИ

Шиховцов А.А., Мишин В.М.

Северо-Кавказский государственный технический университет, Пятигорск, Россия, <u>mishinvm@yandex.ru</u>, alexey.shikhovtsov@mail.ru

Одной из общих закономерностей разрушения твердых тел является существование временной зависимости прочности [1]. Существуют структурные состояния стали, при которых вклад процессов термоактивации в процесс разрушения имеет определяющее значение при комнатных температурах. К ним относится закаленное состояние стали, для которого возможна реализация замедленного разрушения при комнатной температуре [2]. При замедленном разрушении зарождение и развитие трещины являются термически активированными процессами [2]. Сталь, в которой присутствуют остаточные внутренние микронапряжения, например, обладает запасом неравномерно распределенной по объему упругой энергии с ними связанной, даже без приложения внешней нагрузки. Эта потенциальная энергия распределена неравномерно, что определяется преимущественной локализацией остаточных внутренних микронапряжений в местах выхода кристаллов мартенсита на границы исходных аустенитных зерен [2,3]. Полагали, что остаточные микронапряжения в локальных областях перед вершинами кристаллов мартенсита, в результате упругого искажения атомной решётки (увеличивая межатомные расстояния между атомами железа), могут понижать энергию, необходимую для достижения энергетического барьера разрыва атомных связей.

Целью работы являлась разработка кинетической модели прочности мартенситной стали, описывающей переход от микромеханизма замедленного разрушения к микромеханизму скола, учитывающей уровень остаточных микронапряжений, скорость нагружения и температуру испытаний.

Ранее нами были установлены основные закономерности кинетики замедленного разрушения высокопрочных сталей [2,4] и получено аналитическое выражение связывающее внешние и внутренние факторы, влияющие на процесс замедленного разрушения стали (1).

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp \frac{\gamma(\sigma_{_{g_H}}) \cdot (\sigma_F - \sigma_{_{11}\max})}{KT}$$
(1)

где т время до разрушения, τ_o – предэкспоненциальный множитель, зависящий от частоты попыток преодоления потенциального барьера, количества мест активации и их характеристик, K – постоянная Больцмана, T – температура, γ - активационный объем, σ_{11max} – максимального локального растягивающее напряжение вызванное приложением нагрузки извне и действием концентратора напряжений, σ_F – характеристика локального разрушения стали (сопротивление сколу).

Феноменологически параметр γ – это объем, необходимый для срабатывания механизма локального разрушения, в нем заключена информация о перенапряжении атомных связей остаточными внутренними микронапряжениями.

Преобразуем уравнение (1), выразив напряжение сопротивления сколу σ_F в явном виде.

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \exp\frac{\gamma(\sigma_F - \sigma_{11\max})}{KT}$$
(2)

85

$$KT \ln \frac{\tau}{\tau_0} = \gamma(\sigma_F - \sigma_{11\max})$$
(3)

$$\frac{KT}{\gamma}\ln\frac{\tau}{\tau_0} + \sigma_{11\max} = \sigma_F \tag{4}$$

Полученное выражение (4) представляет критериальное условие зарождения трещины сколом. Правая часть – σ_F – характеризует напряжение сопротивления сколу (критическое локальное растягивающее напряжение). σ_F – это характеристика материала [2], при достижении которой локальным напряжением зародышевая трещина, образованная выходом скопления дислокаций на границу зерна, начинает распространяться нестабильно, катастрофически.

Левая часть критериального условия (4) состоит из термоактивационной компоненты – $\frac{KT}{\gamma} \ln \frac{\tau}{\tau_0}$, характеризующей температурно-временное условие флуктуа-

ционного разрыва атомных связей. Понижение температуры приводит к снижению термоактивационной компоненты. Величина σ_{11max} соответствует значению максимального локального растягивающего напряжения, вызванного внешней нагрузкой и эффектом концентрации напряжений перед концентратором напряжений.

Уравнение (4) показывает, что для достижения критериального значения прочности материала – σ_F , необходимо сочетание термоактивационной компоненты $\frac{KT}{\gamma} \ln \frac{\tau}{\tau_o}$ и локального напряжения σ_{11max} . При замедленном термоактивированном

разрушении преобладает термоактивационная компонента, а силовая компонента σ_{11max} не достаточна для разрушения сколом $\sigma_{11max} < \sigma_F$. В результате, реализуется механизм замедленного разрушения, зависящий от температуры и реализуемый за время τ .

В том случае, когда локальное напряжение $\sigma_{11\text{max}}$ приближается к значению σ_F роль термоактивационной компоненты в зарождении трещины уменьшается и происходит переход к силовому механизму хрупкого разрушения – сколу. При значительных скоростях нагружения (при малых τ) $\sigma_{11\text{max}}$ достигает σ_F , тогда происходит разрушение сколом:

$$\sigma_{11\max} = \sigma_F \tag{5}$$

С точки зрения микромеханики разрушения в этом случае достигается критическая интенсивность напряжений в вершине зародышевой микротрещины в поле растягивающих локальных напряжений σ_{11max} .

Эффект концентрации напряжений может быть учтен введением в уравнение коэффициента концентрации напряжений для случая локального разрушения перед концентратором напряжений без возникновения пластической зоны:

$$KT\ln\frac{\tau}{\tau_0} + k \cdot \sigma_N = \sigma_F \quad , \tag{6}$$

где σ_N – номинальное напряжение (без учета концентрации напряжений); k – коэффициент концентрации напряжений.

Эффект перенапряжения в зоне концентрации напряжений после образования пластической зоны может быть учтен выражением:

$$KT\ln\frac{\tau}{\tau_0} + Q \cdot \sigma_T = \sigma_F \quad , \tag{7}$$

где Q – перенапряжение в пластической зоне перед концентратором напряжений ($Q = \frac{\sigma_{11max}}{\sigma_{T}}$).

В предельных случаях, для случая без концентратора напряжений (Q = 1), выражение (7) будет иметь вид:

$$KT\ln\frac{\tau}{\tau_0} + \sigma_T = \sigma_F, \qquad (8)$$

а для случая перенапряжения при общей текучести:

$$KT\ln\frac{\tau}{\tau_0} + Q_{O.T.} \cdot \sigma_T = \sigma_F \tag{9}$$

Следует отметить, что перенапряжение общей текучести, когда линии скольжения проходят через все сечение образца или детали, для хрупких состояний стали не реализуется, а замедленное разрушение не наблюдается. При этом компонента

 $KT \ln \frac{\tau}{\tau_0} \rightarrow 0$, a $\tau \rightarrow \tau_0$.

Таким образом, по какому пути пойдет локальное разрушение в закаленной стали – по пути реализации термоактивированного замедленного или по пути силового разрушения сколом, определяется помимо внутренних структурных факторов (остаточные внутренние микронапряжения, размер зерна, сегрегации примесей и др.), такими внешними факторами как температура среды, время (скорость) нагружения, перенапряжение в зоне концентрации напряжений (т.е. геометрия концентратора напряжений, параметры упрочнения) и величина предела текучести стали.

Заключение

1. Предложена кинетическая модель локального замедленного разрушения закаленной стали и установлены условия перехода от термически активированного механизма при замедленном разрушении к силовому. Согласно этой модели условия перехода могут быть описаны критериальным выражением:

$$\frac{KT}{\gamma}\ln\frac{\tau}{\tau_0} + \sigma_{11\max} = \sigma_F.$$

2. Эффект концентрации напряжений может быть учтен введением коэффициента концентрации напряжений для случая локального разрушения перед концентратором напряжений без возникновения пластической зоны:

$$KT\ln\frac{\tau}{\tau_0} + k \cdot \sigma_N = \sigma_F$$

3. Эффект перенапряжения в зоне концентрации напряжений после образования пластической зоны может быть учтен выражением:

$$KT\ln\frac{\tau}{\tau_0} + Q \cdot \sigma_T = \sigma_F$$

Список литературы

1. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. - М.: Наука, 1974. – 560 с.

- 2. Мишин В.М. Структурно-механические основы локального разрушения конструкционных сталей. Монография. - Пятигорск: Спецпечать, 2006. – 226 с.
- 3. Мишин В.М., Филиппов Г.А. Критерий и физико-механическая характеристика сопротивления стали замедленному разрушению. // Деформация и разрушение материалов. 2007. № 3. С.37–42.
- 4. Мишин В.М., Шиховцов А.А. Разделение силовой и термоактивационной компонент разрушения. Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. 2011. №11. С.104-105.

РАЗДЕЛЕНИЕ ВНЕШНИХ И ВНУТРЕННИХ ФАКТОРОВ НА ТЕМПЕРАТУРУ ХЛАДНОЛОМКОСТИ СТАЛЕЙ

Сибилев А.В., Мишин В.М.

Северо-Кавказский государственный технический университет, г.Пятигорск, Россия, mishinvm@yandex.ru

Традиционные характеристики прочности и пластичности стали (σ_T , σ_B , Ψ , δ и др.) не могут быть непосредственно использованы в расчете стальных деталей на хладноломкость, т.к. *внешние факторы*: геометрия детали, скорость и способе её нагружения и *внутренние* микроструктурные факторы: размер зерна, несовершенства структуры, легирующие добавки влияют на величину температуры хладноломкости. Хрупкое разрушение сколом образцов с надрезом зависит от внутренних и внешних факторов. Внутренние факторы отражают структурно-чувствительные свойства стали: прочность и текучесть, а внешние определяют условия и характер воздействия на металл – температура, скорость и способ нагружения, геометрия детали и концентраторов напряжений.

Целью работы является разработка подхода к разделению влияния внешних и внутренних факторов на температуру хладноломкости стальных деталей с учетом их геометрии, способа и скорости нагружения.

Ранее авторами был предложен критерий хладноломкости стальных деталей с концентраторами напряжений, в основу которого был положен критерий локального разрушения – сопротивление сколу (σ_F), инвариантное к таким внешним факторам, как геометрия концентраторов напряжений и образцов, скорость нагружения и температура испытаний [1].

Рост максимального локального растягивающего напряжения перед концентратором напряжений (σ_{11max}), локализованного вблизи границы пластической и упругой зон, обеспечивается за счет стеснения деформации в пластической зоне. В процессе нагружения образца или детали σ_{11max} связано с пределом текучести $\sigma_T = f(T, \dot{e})$, зависящим от температуры (*T*) и скорости нагружения ($\dot{e} = de/dt$), и перенапряжением ($Q = \sigma_{11max}/\sigma_T$), являющимся функцией системы приложения нагрузок, геометрии концентратора напряжений, образца и способа нагружения:

$$\sigma_{11\max} = \sigma_T(T_{\kappa p}, \dot{e}) \cdot Q \tag{1}$$

Существует температура $T^{\kappa p}$ [1], при которой $\sigma_{11 \max}$ достигает критического значения – σ_F . Феноменологически это соответствует хрупкому разрушению без

остаточной макродеформации (Q = Q^{*OT*}). Выразив эту критическую температуру хрупкости ($T^{\kappa p}$) из (1), получили зависимость, учитывающую влияние структурночувствительных характеристик сопротивления сколу (σ_F), текучести (σ_T) (зависящей от скорости нагружения (\dot{e}), геометрии образца, концентратора напряжений и способа нагружения (Q_{OT}):

$$T_{\kappa p} = \left[\frac{1}{T_o} + \frac{1}{\beta} \left(\ln \frac{\sigma_F}{Q_{OT} \cdot \sigma_T (T_o \cdot e)}\right)^{\frac{1}{n}}\right]^{-1}$$
(2)

где β , *n* коэффициенты связи предела текучести с температурой, зависящие от марки стали и приведенные в известных справочниках; T_0 – нормальная температура (20 °C); σ_T – предел текучести при нормальной температуре (T_0).

Расчет перенапряжения $Q = \sigma_{11\text{max}} / \sigma_T$ в зоне локального разрушения детали проводится методом конечных элементов, причем в расчет вводятся параметры реалогической кривой упрочнения данной стали из испытаний на растяжение гладких образцов.

Влияние геометрии надреза и скорости нагружения на критическую температуру хрупкости

Экспериментальная проверка выражения по учету скорости нагружения, проведенная на стальных образцах (10кп) с углами раскрытия надрезов 30, 60 и 120 градусов при различных скоростях нагружения (2, 20 и 200 мм/мин) показала его работоспособность [2].

Оценка влияния внутренних факторов на критическую температуру хрупкости

Влияния легирования на критическую температуру хрупкости железа. Легирование сплавов с ОЦК-решеткой может приводить к изменению критической температуры хрупкости Ткр. Исследование модельных сплавов на основе железа с введением легирующих добавок (никеля и кремния) позволило установить, что влияние легирования сплавов на основе железа заключается в проявлении конкуренции двух факторов: смещения критической температуры хрупкости за счет изменения уровня критического локального напряжения – сопротивления сколу σ_F и за счет изменеположения температурной зависимости напряжения локального течения ния $(\sigma_T \cdot Q = f(T, \dot{e}))$. Результат конкуренции этих факторов определяет значение критической температуры хрупкости. В частности, понижение критической температуры хрупкости T_{кр} при легировании Ni (никелем) железа происходит, в основном, за счет повышения уровня критического локального напряжения σ_{F} , в то время как ее повышение при легировании Si (кремнием) железа происходит преимущественно за счет общего роста температурной зависимости напряжения локального течения.

Существует возможность прогнозирования критической температуры хрупкости стальных деталей из легированных сталей по испытаниям стандартных образцов.

Влияние газокислородного рафинирования высокохромистой стали 08X18T на ее сопротивление хрупкому разрушению при понижении температуры, показало, что понижение критической температуры хрупкости достигается, прежде всего, за

счет повышения критического локального напряжения σ_F , что связано с уменьшением несовершенств структуры и количества неметаллических включений, которые могли бы послужить местами зарождения трещины.

Влияние размера зерна на критическую температуру хрупкости. Установлены количественные закономерности влияния размера зерна (d) на величину критической температуры хрупкости $T_{\rm kp}$. Это позволило разработать модель для оценки критической температуры хрупкости образцов с надрезами по известному размеру зерна.

$$T_{\kappa p} = \{1 / T_0 + 1/\beta \cdot [\ln(A_1 - K_1 \cdot d^{-1/2}) / (Q_{OT} \cdot (A_2 - K_2 \cdot d^{-1/2}))]^{1/n} \}^{-1}$$
(3)

где A_1, A_2, K_1, K_2 – коэффициенты, d – размер зерна.

Экспериментальная проверка установленной зависимости критической температуры хрупкости $T_{\rm kp}$ от внутренней характеристики – размера зерна и внешних характеристик – перенапряжения в зоне локального разрушения в момент наступления общей текучести – Q_{OT} (3) показала возможность прогнозирования $T_{\rm kp}$ по известному размеру зерна с одновременным учетом геометрии образца, надреза, скорости и способа нагружения.

Таким образом, критическая температура хрупкости образцов или деталей с концентраторами напряжений может быть определена расчетным путем (с помощью метода конечных элементов) по экспериментально определенной характеристике прочности стали – критическому максимальному локальному растягивающему напряжению σ_F , температурной зависимости предела текучести и перенапряжению общей текучести.

Список литературы

- 1. Мишин В.М., Сибилёв А.В. Критерий хладноломкости стальных деталей. Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. – 2011. - №11. с. 102-104.
- Сибилёв А.В., Мишин В.М. О возможности прогнозирования критической температуры хрупкости стальных деталей. Научн. тр. II Международной научной конференции «Инновационная деятельность предприятий по исследованию, обработке и получению современных материалов и сплавов». МОиН РФ, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ОГУ, Орск, Россия, 2011.

СТРУКТУРНЫЕ СОСТОЯНИЯ С ВЫСОКОЙ КРИВИЗНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ В СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Дитенберг И.А.^{1, 2}, Тюменцев А.Н.^{1, 2}

¹Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия ²Томский государственный университет, Томск, Россия ditenberg i@mail.ru, tyuments@phys.tsu.ru

Высокая кривизна кристаллической решетки (χ_{ij}) – важная особенность дефектной субструктуры при переходе металлических материалов в мелкокристаллические, субмикрокристаллические (СМК) и нанокристаллические (НК) структурные состояния в процессе больших (интенсивных) пластических деформаций (БПД и ИПД). Среди основных факторов, определяющих количественные параметры этой кривизны (компонент тензора изгиба-кручения), можно выделить релаксационную способность материала, уровень исходных и приобретаемых в процессе деформации прочностных свойств, способы и величину пластической деформации. К настоящему времени установлено, что, в зависимости от используемых материалов и способов деформационного воздействия, наблюдается формирование структурных состояний с кривизной кристаллической решетки от нескольких десятков град/мкм до нескольких сотен град/мкм.

Формирование указанных выше структурных состояний может быть следствием качественно различных типов дефектных субструктур. Это могут быть: 1 – скопления хаотически распределенных геометрически необходимых дислокаций одного знака, плотность которых определяет значения упругопластической кривизны кристаллической решетки; 2 – дефекты (например, скопления частичных дисклинаций) на границах зерен, приводящие к формированию субструктур с высокой упругой кривизной решетки в объеме нанокристаллов размерами десятки нанометров; 3 – нанодиполи частичных дисклинаций или разориентированные наноструктуры дипольного и мультипольного типа на поздних этапах наноструктурирования ОЦК сплавов с упругой кривизной кристалла.

Указанные выше состояния являются источниками высоких локальных внутренних напряжений. В настоящее время установлено [1, 2], что пространственные масштабы этих напряжений и кинетические условия их релаксации или уровень дислокационной и диффузионной активности определяют параметры зеренной и дефектной субструктуры формирующихся при ИПД СМК и НК материалов. Уменьшение размеров зерен и субзерен при снижении гомологической температуры деформации и повышении напряжения дислокационного сдвига является при этом следствием увеличения градиентов (моментов) локальных напряжений и уменьшения характерных размеров микрообъемов градиентных субструктур с высокой кривизной кристалла, способных быть зародышами дискретных границ разориентации и определяющих размеры субмикро- или нанозерен и субзерен.

В настоящей работе на основе обобщения и систематизация результатов исследования указанных выше структурных состояний проведен анализ наиболее важных факторов, определяющих количественные параметры этих состояний, особенности их микроструктуры и упруго-напряженного состояния в металлических материалах разного класса в зависимости от их релаксационной способности, способа и величины пластической деформации.

В таблице 1 представленные экспериментально выявленные максимальные значения кривизны кристаллической решетки и соответствующие им максимальные значения локальных внутренних напряжений ($\sigma_{\text{лок}}$) и их градиентов ($\partial \sigma_{\text{лок}}/\partial r$) в различных материалах и условиях деформации, а также в зависимости от характерных размеров зон указанной выше кривизны [1, 2]. Анализ этих результатов свидетельствует о том, что представленные в этой таблице параметры микроструктуры и упругонапряженного состояния определяются следующими основными факторами:

Величиной и способом деформации.

Способностью материала к пластической релаксации высокодефектных структурных состояний и связанных с ними внутренних напряжений.

Характерными размерами нанообъектов с высокой кривизной кристаллической решетки.

№	Материал	Способ и степень (<i>e</i>) де- формации	Δh , нм	χ _{іј} , град/мкм	σ _{лок,}	$\partial \sigma_{\text{лок}} / \partial r,$ MKM ⁻¹				
1	Cu, Ni	РКУ прессование, $e \approx 3$	100	20	<i>E</i> /60	<i>E</i> /20				
2	V–Ti–Cr, Mo–Re	Прокатка, е ≈ 3	100	20	E /60	<i>E</i> /20				
3	Cu, Ni, V–Ti–Cr	КПД, е ≈ 3–5	100	30	<i>E</i> /40	<i>E</i> /12				
4	Ni ₃ Al, Mo–Re	КПД, е ≈ 3–6	100	50	<i>E</i> /25	<i>E</i> /7				
5	V–Ti–Cr, Mo–Re	КПД, е ≈ 3–7	10	200	<i>E</i> /60	<i>E</i> /2				
6	Ni	КПД, нанодиполь ЧД	3	300	<i>E</i> /100	10 <i>E</i>				
7	Nb	МА, 5 мин	100	50	<i>E</i> /25	E/7				
8	Nb	МА, 5 мин	10	200	<i>E</i> /60	<i>E</i> /2				
9	Al	МА, 5 мин	20	40	<i>E</i> /120	<i>E</i> /12				
КПД – кручение под давлением на наковальнях Бриджмена; ЧД – частичная дисклинация; МА – механическая активация в планетарных шаровых мельницах:										

Таблица 1. Максимальные значения χ_{ii} , σ_{nok} и $\partial \sigma_{nok}/\partial r$ в СМК и НК металлических материалов, полученных методами БПД при комнатной температуре [1, 2].

 Δh – характерные размеры зон высокой кривизны.

Иллюстрацией первого из указанных выше факторов является увеличение (от 20 до 30 град/мкм) кривизны кристаллической решетки в меди и никеле (№№ 1 и 4) при переходе от РКУ прессования к кручению на наковальнях Бриджмена.

Примерами важной роли свойств материала – его способности к релаксации высокодефектных субструктур деформации – являются результаты исследования параметров кривизны кристаллической решетки после деформации различных металлических материалов на наковальнях Бриджмена и механоактивации в планетарных шаровых мельницах. В первом случае это значительно более высокая, по сравнению с Си и Ni, кривизна кристаллической решетки в высокопрочных интерметаллиде Ni₃Al и сплаве Мо–Re (№№ 3 и 4). Во втором (№№ 8, 9) – наблюдаемое при аналогичных условиях деформации пятикратное, по сравнению с Nb, уменьшение этой кривизны в Al.

Важная роль третьего из указанных выше факторов – масштабного – выявлена в различных материалах (Ni, V-Ti-Cr, Mo-Re, Nb) и условиях деформации. Как видно из таблицы 1, во всех указанных выше материалах в кристаллитах размерами 10 и менее нанометров, во-первых, кривизна кристаллической решетки на порядок превышает таковую в субмикрокристаллах размерами около 100 нм. Во-вторых, эта кривизна (сотни град/мкм) является упругой.

Представленные в таблице результаты оценки связанных с этой кривизной полей локальных напряжений свидетельствуют о том, что максимальные значения этих напряжений в нанообъектах менее 10 нм не превышают $\sigma_{\text{лок}} \approx E/60$, что значительно ниже аналогичных напряжений, формирующихся при кривизне кристалла десятки град/мкм в субмикрокристаллах размерами ≈ 100 нм. Как показано в [1, 2], это чисто масштабный эффект, связанный с линейной зависимостью $\sigma_{\text{лок}}$ от размера области высокой кривизны.

Важной особенностью обсуждаемых здесь наноструктурных состояний с размерами нанообъектов около 10 и менее нанометров является также то, что, вследствие обратной зависимости от этих размеров градиентов локальных напряжений $(\partial \sigma_{no\kappa}/\partial r \approx (E\Delta h/2) \times (\partial \chi_{ij}/\partial r))$, для указанных выше состояний при относительно невысоких величинах внутренних напряжений характерны их очень высокие градиенты. Для сравнения: в субмикрокристаллах размерами 100 нм при кривизне кристаллической решетки десятки град/мкм эти градиенты оцениваются величинами (E/7-E/12) мкм⁻¹ ($N \ge N \ge 3$, 4, 7). В нанокристаллах ниобия и сплавов на основе V и Mo–Re размерами 10 нм ($N \ge N \ge 5$, 8) они в несколько раз больше при более низких значениях σ_{nok} . В области нанодиполя частичных дисклинаций размерами около 3 нм при кривизне кристаллической решетки $\chi_{ij} \approx (200-300)$ град/мкм и относительно невысокой ($\sigma_{nok} \le E/100$) величине внутренних напряжений локальные градиенты давления достигают значений $\partial P/\partial x \approx (10-20)E$ мкм⁻¹, то есть выше таковых для CMK никеля на 2 порядка ($N \le N \le 3$ и 6).

Таким образом, установлено, что в формирующихся при больших пластических деформациях металлических материалов наноструктурных состояниях с высокими непрерывными разориентировками параметры кривизны кристаллической решетки могут, в зависимости от свойств материала и условий деформации, меняться в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен град/мкм. Конкретные величины этих параметров, помимо способности материала к релаксации указанных выше состояний, величины и способа пластической деформации, определяются размерами зон высокой кривизны кристалла. В субмикрокристаллах размерами около 100 нанометров и более компоненты тензора кривизны лежат в интервале $\chi_{ij} \approx (20-50)$ град/мкм. В нанообъектах размерами менее 10 нм они достигают значений $\chi_{ij} \approx (200-300)$ град/мкм.

Предполагается, что в случае ($\chi_{ij} \approx (20-50)$ град/мкм) структурное состояние может быть описано в упруго-пластической модели кривизны кристаллической решетки, формирующейся в зонах высокой избыточной плотности дислокаций одного знака. Значения $\chi_{ij} \approx (200-300)$ град/мкм в нанообъектах размерами несколько нанометров отражают упругую кривизну кристалла. Анализ особенностей упругонапряженного состояния показал, что в основе значительного (на порядок) увеличения χ_{ij} при уменьшении размеров нанокристаллов и самой возможности формирования столь высоких значений упругой кривизны кристаллической решетки лежит уменьшение (при уменьшении размеров нанокристаллов) связанных с этой кривизной локальных внутренних напряжений.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента РФ (МК-85.2011.8). Исследование проведено на оборудовании ТМЦКП ТГУ.

Список литературы

- 1. Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А. // Физическая мезомеханика. 2011. Т. 14. № 3. С. 55-68.
- 2. Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А. // Изв. вузов. Физика. 2011. № 9. С. 26-36.

ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОРОШКА Nb И СМЕСИ Nb+AI ПОСЛЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ И КРУЧЕНИЯ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Денисов К.И.^{1, 2}, Дитенберг И.А.^{1, 2}, Тюменцев А.Н.^{1, 2}, Корчагин М.А.³, Корзников А.В.⁴

¹Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия ²Томский государственный университет, Томск, Россия ³Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия ⁴Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия Denisov_ki@mail.ru

Метод механической активации (МА) порошковых материалов в энергонапряженных шаровых мельницах позволяет достигать больших степеней пластической деформации и получать структурные состояния с высокой плотностью дефектов кристаллического строения. Как было установлено в [1, 2], МА порошка Nb и смеси Nb+Al в планетарной шаровой мельнице продолжительностью 1–5 минут приводит к формированию двухуровневых структурных состояний – нанозерен с размерами от 50 до 100 нм (рис. 1), содержащих субзерна размерами менее 20 нанометров с мало-



Рис.1 Механокомпозит Nb+Al после 5 минут MA [1]

угловыми границами разориентации и высокой (до сотен град/мкм) упругой кривизной кристаллической решетки. Вследствие сложного и неоднородного характера деформационного воздействия в процессе МА, важной проблемой остается определение эффективной степени деформации. Одним из способов ее грубой оценки является сравнительное исследование эволюции структурных состояний и прочностных свойств материалов при различных режимах МА и последующей деформации при компактировании. Применение для этой

цели метода кручения под давлением позволяет использовать известную зависимость степени деформации материала от расстояния до оси кручения.

Целью настоящей работы является исследование особенностей микроструктуры и микротвердости чистого Nb (99,98 %), а также смеси Nb и Al (ПА-4, 98%) в эквиатомном составе после комбинированной обработки, включающей в себя 2–3 минуты MA в планетарной шаровой мельнице и компактирование методом кручения под давлением при комнатной температуре.

Для электронномикроскопических исследований из компактов в форме дисков диаметром 8 мм и толщиной около 0,15 мм вырезались сечения, перпендикулярные поверхности диска на различных расстояниях от оси кручения. Степень упрочнения материала при компактировании изучали путем измерения микротвердости по Виккерсу в различных участках диска в сечениях параллельных и перпендикулярных плоскости наковален.

Сравнительное исследование компактированных образцов методом просвечивающей электронной микроскопии показало, что как в Nb, так и в механокомпозите Nb+Al формируется анизотропная зеренная структура с зернами, вытянутыми параллельно плоскости кручения (рис. 2). Существенное отличие структурных состояний состоит в значительно большей степени неравноосности зерен в механокомпозите Nb+Al. Как видно (рис. 2 a) структура в основном характеризуется нанополосами шириной от 5 до 30 нм, но в отдельных участках ширина индивидуальных полос достигает 100 нм. Следует отметить, что полосы распространяются преимущественно параллельно плоскости кручения, однако в локальных участках образца группы полос могут формировать структуры вихревого характера (рис. 3).



Рис. 2 Светлопольные изображения Nb (a) и Nb+Al (б) после MA и кручения под давлением

В чистом Nb (рис 2 б) после одного оборота кручения под давлением на фоне сложного наноструктурного состояния обнаружены только признаки зарождения подобной полосовой структуры.

Приведенные результаты являются лишь первичной аттестацией полученных структурных состояний, дальнейшая работа предполагает проведение количественной структурной аттестации и выявление механизмов формирования и эволюции таких состояний.

Измерения микротвердости показали, что для компактированных образцов характерен рост значений микротвердости от центра к периферийной области диска (от 2,5–5 до 5–8 ГПа для Nb и от 2 до 5 ГПа для



Рис. 3 Светлопольное изображение механокомпозита Nb+Al после МА и КПД

Nb+Al), что соответствует увеличению истинной (логарифмической) степени деформации до $e \sim 3$. Следует отметить, что в центре образцов микротвердость оказалась ниже уровня некомпактированных порошков (4,9 ГПа для Nb и 2,7 ГПа для Nb+Al), что может быть связано с наличием в данных участках остаточной порис**Таким** образом, при компактировании кручением под давлением предварительно механоактивированных порошков происходит существенное изменение микроструктуры образцов с формированием анизотропной зеренной структуры, что в случае механокомпозита Nb+Al выражается в виде полосовой структуры в сечении, перпендикулярном плоскости кручения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента РФ (МК-85.2011.8) и междисциплинарного интеграционного проекта фундаментальных исследований СО РАН № 72. Исследования проведены с использованием оборудования ТМЦКП ТГУ.

- 1. Денисов К.И., Дитенберг И.А. // Изв. вузов. Физика. 2010. Т. 53. № 11/3. С. 46-49.
- 2. Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Денисов К.И., Корчагин М.А. // Физическая мезомеханика. 2011. № 6. С. 53-62.

МИКРОСТРУКТУРА И ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА ПОРОШКОВ МЕТАЛЛОВ РАЗНОГО КЛАССА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ МЕХАНИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ

Корчагин М.А.1, Дитенберг И.А.2, 3, Денисов К.И.2, 3, Тюменцев А.Н.2, 3

¹Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия ²Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия ³Томский государственный университет, Томск, Россия korchag@solid.nsk.su

Проведено сравнительное исследование особенностей микроструктуры и уровня микротвердости порошков чистых металлов и механокомпозитов на их основе в зависимости от продолжительности механической активации в энергонапряженных планетарных шаровых мельницах.

Методами рентгеноструктурного анализа, растровой и просвечивающей электронной микроскопии определены количественные параметры зеренной и дефектной структуры порошков и формирующихся в процессе деформационного воздействия интерметаллидных соединений. Изучены особенности высокодефектных структурных состояний в зависимости от типа кристаллической решетки и релаксационной способности материала. Определены характерные значения кривизны кристаллической решетки, соответствующие им величины локальных внутренних напряжений и их градиенты.

В процессе детального электронномикроскопического анализа дискретных и непрерывных разориентировок обнаружены двухуровневые структурные состояния - нанозерна размерами от 50 до 100 нм, содержащие субзерна размерами около 20 и менее нанометров с малоугловыми границами разориентации, значениями упругой кривизны кристаллической решетки $\chi_{ij} \approx (100-200)$ град/мкм, ротора или градиентов кривизны $\partial \chi_{ij} / \partial r > 100$ мкм⁻² и высокими (до нескольких *E* мкм⁻¹) локальными градиентами (моментами) напряжений. Установлено, что в материалах с высокой релаксационной способностью, таких как медь и алюминий, для формирования подобных структурных состояний требуются большие времена механической активации, чем в случае высокопрочных металлов и сплавов. При этом и параметры таких двухуровневых структурных состояний характеризуются больших размером элементов зеренно-субзеренной структуры и меньшими значениями кривизны кристаллической решетки.

Проведено сопоставление параметров микротвердости и особенностей микроструктуры изучаемых в работе материалов на разных этапах деформационного воздействия. Обсуждаются механизмы упрочнения с учетом формирования мелкодисперсных интерметаллидных соединений и возможного загрязнения.

Обсуждаются механизмы пластической деформации, фрагментации и переориентации кристаллической решетки, обеспечивающие в процессе механической активации формирование и эволюцию указанных выше высокодефектных структурных состояний, а также влияние изменения параметров этих состояний на реакционную способность компонентов смесевых систем, особенности аномального массопереноса и твердофазного механического сплавления.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента РФ (МК-85.2011.8) и междисциплинарного интеграционного проекта фундаментальных исследований СО РАН № 72. Исследования проведены с использованием оборудования ТМЦКП ТГУ.

ИЗМЕНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ДИСЛОКАЦИОННОЙ КОНФИГУРАЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРИЛОЖЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

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

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск, Россия. zgolich@sibmail.com

Пластическая деформация кристаллических материалов определяется дислокационными взаимодействиями. Дислокационное соединение, образующееся в результате взаимодействия реагирующих дислокаций, представляет собой одно из наиболее прочных препятствий для скольжения дислокаций. Преодоление таких препятствий носит аттермический характер и требует дополнительного напряжения.

В результате взаимодействия реагирующих дислокаций образуется дислокационная конфигурация, включающая в себя дислокационное соединение *EF*, ограниченное тройными дислокационными узлами (*E* и *F*) и сегменты реагирующих дислокаций *QE*, *NE*, *PF* и *MF* (рис.1). Энергию полученной дислокационной конфигурации возможно описать функцией двух переменных $\Phi(y1, y2)$, при условии, что приложенное напряжение $\tau=0$.



Рис.1. Геометрия дислокационной конфигурации, образованной при взаимодействии реагирующих дислокаций. Скользящая дислокация PQ и дислокация леса MN пересекаются в т. O, образуя два тройных узла E и F, соединенных сегментом комбинированной дислокации или дислокационным соединением EF Углы наклона скользящей дислокации PQ и дислокации леса MN к линии пересечения плоскостей скольжения до образования соединения есть α и φ . Оба узла E и F под действием приложенного напряжения τ получают смещение, новое положение узлов обозначено K и L.

Под действием внешнего напряжения τ образованная дислокационная конфигурация перестраивается приобретая новое равновесное состояние. Тройные дислокационные узлы *E* и *F* получают смещение вдоль линии дислокационного соединения, занимая новые положения *K* и *L* соответственно (рис.1). Численно значение энергии новой равновесной конфигурации будет соответствовать минимуму функции Ф(у1, у2).

В результате перестройки дислокационной конфигурации претерпевает изменения и комбинированная дислокация. При этом возможны следующие ситуации: длина комбинированной дислокации уменьшается, что приводит к разрушению дислокационного соединения путем слияния тройных дислокационных узлов *E* и *F*. На рис.2,3,4 представлены графики численных значений энергии дислокационной конфигурации в равновесных состояниях при заданном приложенном напряжении в зависимости от длины дислокационного соединения D_j . На рисунках 2 и 3 максимальное значение D_j соответствует начальной конфигурации ($\tau = 0$), с ростом τ длина соединения D_j уменьшается.



Рис.2. Зависимость энергии дислокационной конфигурации $\Phi(y1,y2)$ от длины дислокационного соединения под действием приложенного напряжения τ , в случае слияния тройных дислокационных узлов *E* и *F*.



Рис.3. Зависимость энергии дислокационной конфигурации $\Phi(y1,y2)$ от длины дислокационного соединения под действием приложенного напряжения τ , в случае когда один из сегментов реагирующих дислокаций заработает как источника Франка-Рида.

Возможна и другая ситуация: длина соединения будет уменьшатся, до определенного момента когда один из сегментов реагирующих дислокаций *QE* или *NE* под действием внешнего напряжения достигнет критической длины и заработает как источник Франка-Рида [1]. График функции, отражающая энергию дислокационной конфигурации в равновесных состояниях при заданном приложенном напряжении, для рассмотренных ситуаций монотонно убывает (рис.2,3).



Рис.4. Зависимость энергии дислокационной конфигурации $\Phi(y1,y2)$ от длины дислокационного соединения под действием приложенного напряжения τ , в случае образования длинного дислокационного соединения.

Кроме рассмотренных случаев перестроек, возможна ситуация когда длина дислокационного соединения растет под действием внешнего напряжения (рис.4). Перестройка образованной конфигурации, в этом случае, до определенного момента сопровождается потерей энергии. В это время функция, отражающая энергию дислокационной конфигурации в равновесных состояниях при заданном приложенном напряжении, достигает максимального значения (рис.4). Далее процесс перестройки идет с выделением энергии. В результате такой перестройки, под действием приложенного напряжения, один из сегментов *PF* или *MF* реагирующих дислокаций достигает длины, при которой он становится источником Франка-Рида, что приводит к самопроизвольному неограниченному росту дислокационного соединения. Или же, при возрастании длины комбинированной дислокации, образуется длинное соединение, для разрушения которого требуется высокое внешнее напряжение, не наблюдаемое в реальных ситуациях.

Список литературы

1. Старенченко В.А., Зголич М.В., Куринная Р.И.// Изв. Вузов Физика. 2009.- №3.- С.25-30.

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТАВА В ПРОЦЕССЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ МИКРОЛЕГИРОВАННОЙ СТАЛИ 70Х3Г2ВТБ

Приймак Е.Ю., Трякина Н.Ю., Соколов С.О., Крылова С.Е.

¹ОГТИ (филиал) ОГУ, г. Орск, Россия ²ОАО «МК ОРМЕТО-ЮУМЗ» <u>elena-pijjmak@yandex.ru</u>

В ранних работах [1] была разработана новая микролегированная сталь 70Х3Г2ВТБ, предназначенная для изготовления валков горячей прокатки. Задачей настоящей работы явилось экспериментальное исследование изменения структурнофазового состава и твердости стали 70Х3Г2ВТБ при термической обработке с целью дальнейшей разработки технологии изготовления опытных валков.

Выплавку экспериментальной стали проводили в условиях ОАО «МК ОРМЕ-ТО-ЮУМЗ» в индукционной печи ИШТ 0,4/0,32. Полученные образцы представляли собой цилиндрические заготовки диаметром 330 и высотой 500 мм.

Литой металл разрезали на заготовки, которые перед механической обработкой подвергали отжигу по режиму: нагрев 900–920 °C, выдержка 2 часа, охлаждение со скоростью 50 °C/ч до 700 °C выдержка 2 часа, охлаждение со скоростью 50 °C/ч до 500 °C, далее на воздухе. Из отожженных заготовок изготовляли образцы для механических испытаний и образцы для выделения карбидных осадков.

Исследование экспериментальной стали проводили после различных режимов закалки в масло с температур 850–1050 °C с интервалом в 50 °C. Разупрочнение при отпуске оценивали при температурах 150, 200, 300,400, 500, 550, 600 и 650 °C; время выдержки 1, 2, 4, 8, 16, 24 часа.

Результаты химического анализа по растворимости легирующих элементов в карбидных фазах стали 70Х3Г2ВТБ после отжига и различных режимов аустенизации показало, что в процессе отжига в стали 70Х3Г2ВТБ выделились карбиды типа Me₃C, MeC, Me₇C₃ и Me₂₃C₆. После отжига имеется легированный цементит (Fe,Cr)₃C, в котором около 25 % атомов железа замещено атомами хрома, содержание марганца в цементите невелико и составляет около 3 %. В карбидах на основе хрома растворено до 20 % Mn, 27 % Cr и до 8-10 % W, Ti и Nb.

Исследование карбидных осадков, выделенных с закаленных образцов показало, что при температуре закалки 1050 °С остаются нерастворенными карбиды типа MeC и Me₇C₃, а в температурном интервале 900–950 °С присутствуют также и карбиды Me₃C. В образцах, закаливаемых от температуры 1050 °С, остается 0,5–0,7 % карбидной фазы. С увеличением времени выдержки при данной температуре общее количество карбидной фазы изменяется незначительно, однако химический состав карбидов претерпевает изменения: происходит перераспределение элементов в карбидах типа Me₇C₃, так как атомы Fe и Cr в отличие от атомов вольфрама, обладающих более низкой диффузионной подвижностью, переходят в твердый раствор, вследствие чего концентрация вольфрама в Me₇C₃ возрастает.

Изучение процессов растворения карбидных фаз при более низких температурах аустенизации 900 °C показало, что при данной температуре сохраняется значительное количество карбидов. Так при времени выдержки 15 минут в структуре содержится до 4 % карбидной фазы. При увеличении времени до 60 минут содержание карбидов уменьшается более чем в 2 раза, в основном за счет растворения фазы (Fe,Cr)₃C.

Таким образом, в отличие от аустенизации при 1050 °C, содержание карбидных фаз при 900 °C существенным образом зависит от времени выдержки.

С целью выбора рациональных параметров закалки производили анализ роста размеров аустенитного зерна в исследуемой стали. После закалки по всем исследованным режимам сталь 70Х3Г2ВТБ имеет зерно, размером менее 15 мкм (8-9 балл). При этом наименьший размер зерна наблюдается после закалки от 850 °C. Увеличение времени выдержки при всех температурах аустенизации ведет к незначительному росту зерна, что связано с растворением легированного цементита и обогащением твердого раствора марганцем и хромом. Повышение температуры вызывает растворение карбидов типа Me_7C_3 , что способствует дальнейшему росту зерна аустенита. Если размер зерна в стали при 850-950 °C определяется в основном степенью растворения карбидов типа Me_3C и Me_7C_3 , то для более высоких температур интенсивность роста зерна зависит от количества и дисперсности карбидов MeC. Как показали процессы исследования карбидных осадков, существенного растворения карби-

Поскольку температурно-временные параметры аустенизации определяют процессы растворения карбидных фаз при нагреве, следовательно, они должны оказывать значительное влияние и на выделение карбидов при отпуске.

Режим тер-	Суммарное коли- чество карбидов, %	Тип карбидов	Концентрация легирующих элемен- тов в карбидах, % (по массе)					
мооораоотки			Mn	Fe	Cr	W	Ti	Nb
	2,8–3,3	Me ₃ C	-	81	19	-	-	-
$T_{\rm oth} = 450 \ {}^{\circ}{\rm C}$		$Me_7C_3+Me_{23}C_6$	2	72	24	1	1	-
		MeC	-	1	8	35	44	12
	3,8–4,2	Me ₃ C	1	91	2	5	-	-
$T_{\rm oth} = 500 \ {}^{\circ}{\rm C}$		$Me_7C_3+Me_{23}C_6$	-	42	12	17	6	23
		MeC	-	2	4	27	48	19
	4,5–5,2	Me ₃ C	-	88	8	3	-	1
$T_{\rm oth} = 550 \ {}^{\circ}{\rm C}$		$Me_7C_3+Me_{23}C_6$	-	39	15	20	7	19
		MeC	-	2	4	27	48	19
	5,5–5,7	Me ₃ C	-	-	-	-	-	-
$T_{\rm oth} = 600 {}^{\circ}{\rm C}$		$Me_7C_3+Me_{23}C_6$	2	71	25	1	1	-
		MeC	-	6	10	29	40	15

Таблица 1. Количество, тип и состав образующихся карбидов после различных режимов отпуска

Из табл.1 следует, что формирующиеся при отпуске карбиды типа Me_3C и Me_7C_3 являются фазами переменного состава, в которых замещаются не только атомы железа и хрома, но и присутствуют также атомы вольфрама, титана и ниобия в различных пределах. Так, при переходе температуры отпуска 500 и 550 °C наблюдается возрастание в общем карбидном осадке количества легированного цементита, однако содержание в нем хрома и марганца увеличивается незначительно, тогда как при отпуске 600 °C в нем происходит резкое увеличение содержания хрома при одновременном уменьшении количества Me_3C . Это является свидетельством того, что легированный цементит (Fe,Cr)₃C переходит в специальный карбид Me_7C_3 .

Зависимость твердости стали в зависимости от температуры отпуска представлена на рис. 1.

Так, при температурах закалки 900–1050 °C твердость при отпуске 400 °C находится практически на одном уровне (55 HRC) вплоть до выдержки 24 часа. Для температуры закалки 850 °C значения твердости несколько ниже (48–50 HRC).

Замедление разупрочнения при температурах отпуска 300–450 °C, когда выделение специальных карбидов еще не происходит, обусловлено, во-первых, присутствием в матрице атомов хрома, марганца и вольфрама, уменьшающих диффузионную подвижность атомов углерода, а значит, замедляющих коагуляцию цементита, вовторых, этот эффект может быть объяснен закреплением дислокаций атмосферами из атомов углерода и ниобия.





В процессе отпуска при 500 °С для всех температур закалки в первые 5–7 часов происходит заметное уменьшение твердости, затем темп разупрочнения понижается. Это связано с тем, что в начальный период происходит коагуляция легированного цементита (Fe,Cr)₃C, который затем переходит в хромистый карбид Me₇C₃.

Повышение температур отпуска до 600 °С приводит к возрастанию интенсивности разупрочнения для всех температур закалки, что связано с быстрой коагуляцией карбидных фаз, сопровождающейся уменьшением числа частиц.

Таким образом, в стали 70Х3Г2ВТБ после закалки от температур 900–1050 °С и отпуска в районе 500–550 °С наблюдается дисперсионное твердение, обеспечивающее после 24-х часового отпуска твердость на уровне 48–52 НRС в зависимости от температуры, предшествующей закалки.

Результаты проведенных исследований позволили выбрать рациональные параметры режимов окончательной термической обработки стали 70Х3Г2ВТБ, заключающиеся в аустенизации с температуры 1000–1050 °С и отпуске при температурах 500–550 °С.

Список литературы

1. Крылова С.Е., Москаленко В.А., Грызунов В.И. Разработка оптимального сплава, обеспечивающего длительную, безаварийную работу оборудования в условиях ударноабразивного износа / Сталь. – 2005. - №3. – С. 201-210

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННОМ КОБАЛЬТЕ

Габдрахманова Л. А., Абзгильдин Я., Трубкулова С.Ф.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия la-gabdrahmanova@mail.ru

Металлы и сплавы с нанокристаллической структурой представляют большой научный и практический интерес благодаря их уникальным физическим свойствам [1]. С переходом в нанокристаллическое состояние существенно меняются электрические, магнитные, механические и другие свойства. В настоящее время проявление размерных эффектов связывают с возрастанием роли границ между кристаллитами, наличием в структуре неравновесных фаз, пересыщенных твердых растворов, пор и межзеренных сплошностей, избыточной концентрацией дефектов кристаллического строения, наличием остаточных напряжений. Эти факторы обуславливают ряд фазовых и структурных превращений. Несмотря на многочисленные исследования, природа этих процессов изучена недостаточно.

В данной работе проводились исследования структурных превращений в нанокристаллическом кобальте. Для перевода в нанокристаллическое состояние образцы подвергали интенсивной пластической деформации кручением на 5 оборотов при нагрузке 50 т. Структурные исследования проводили на рентгеновском дифрактометре ДРОН-7 на Со К_а-излучении. Определение размеров блоков и микронапряжений проводили методом аппроксимаций по уширению дифракционных линий [2]. Результаты наших исследований показали, профиль дифракционной линии исследуемого и эталонного образца хорошо описывается функцией $f(\phi) = \frac{1}{1 + \alpha \phi^2}$, где ϕ –

дифракционный угол; α – постоянная. Полуширину дифракционной линии эталонного образца взяли в качестве инструментального уширения. Тогда физическое уширение β связано с общим уширением дифракционной линии В и инструментальным уширением *b* соотношением: $\beta = B - b$. Результирующее физическое уширение дифракционной линии β представили в виде суммы уширений за счет вклада размеров блоков и микронапряжений:

$$\beta = \frac{\lambda}{D\cos\theta} + 4\varepsilon tg\theta ,$$

где D – размер блоков; λ – длина волны используемого излучения; θ – угловое положение дифракционного максимума; $\varepsilon = \frac{\Delta a}{a}$ – величина микронапряжений; Δa – от-

клонение параметра решетки от среднего значения. Исследуемые образцы представляли собой пластины диаметром ~10 мм и толщиной около 0.3 мм. Рентгенограммы снимали с поверхности образца, перпендикулярной к направлению деформации. Отжиг образцов проводили в муфельной печи в потоке аргона. Температуру измеряли термопарой хромель-алюмель с точностью ± 2 °C. В качестве эталона использовали тот же исследуемый образец, отожженный при 800 °C и охлажденный до комнатной температуры с печью, и порошок кобальта, отожженный при 800 °C в вакууме. При расчетах разделяли вклады $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ – линий. Кривые термического расширения измеряли дилатометром, работающим по принципу дифференциального трансформатора.

На кривых термического расширения пластически деформированного кобальта в интервале $T = 20 \div 450^{\circ}$ С мы обнаружили особенности при температурах $T \sim 100^{\circ}$ С и *T*~170°C. Для выяснения природы этих аномалий нами проводили рентгеноструктурные исследования. Результаты исследований показали, что образцы, отожженные при температурах до $T \sim 450^{\circ}$ С и медленно охлажденные, при комнатной температуре имеют низкотемпературную ГПУ модификацию. Образцы, отожженные при T =500°С, при комнатной температуре имеют высокотемпературную ГЦК модификацию. Образцы, отожженные при температурах от $T = 500^{\circ}$ C до $T \sim 900^{\circ}$ C и медленно охлажденные, содержат низкотемпературную ГПУ модификацию и высокотемпературную ГЦК модификацию. Таким образом, в пластически деформированном кобальте при охлаждении полный переход высокотемпературной ГЦК фазы в низкотемпературную ГПУ фазу не происходит. По нашему мнению это связано с тем, что при пластической деформации происходит уменьшение размеров кристаллитов. С уменьшением размеров кристаллитов энергетически выгоднее существование фазы с более плотной упаковкой. Поэтому в исследуемом образце при температурах ниже температуры фазового превращения (T ~ 460°C) сохраняются кристаллиты высокотемпературной фазы с более плотной ГЦК структурой.

Интегральные интенсивности линий в интервале температур $20\div180^{\circ}$ С слабо меняются с изменением температуры отжига. При $T \sim 180^{\circ}$ С интегральные интенсивности скачкообразно уменьшаются. Эта температура близка к температуре аномалии на кривой термического расширения. Мы полагаем, что данная особенность обусловлена окончанием процесса возврата и началом рекристаллизации.

Полуширина дифракционных линий в зависимости от температуры отжига меняется по экспоненциальному закону. Это свидетельствует об активационном характере процессов, ответственных за уширение дифракционных максимумов. На зависимости полуширины дифракционных линий от температуры отжига при температуре $T \sim 180^{\circ}$ С наблюдается аномалия со скачкообразным изменением энергии активации.

Результаты исследований параметров решетки показали также, что отжиг при 100° С приводит к заметному уменьшению параметра решетки *c*, отжиг при температурах $T \sim 170 \div 310^{\circ}$ С сопровождается ростом параметра *c*. Параметр *a* на всем исследуемом интервале температур незначительно уменьшается. Таким образом, аномалия на кривой термического расширения при $T \sim 100^{\circ}$ С обусловлена сжатием кристаллической решетки вдоль оси *c*, а особенность при температуре $T \sim 170^{\circ}$ С – расширением вдоль оси *c*.

Для уточнения природы наблюдаемых аномалий мы провели исследования влияния температуры и времени отжига на микронапряжения в кристаллической решетке и на размеры блоков. Результаты наших исследований показали, что размеры блоков в исследуемых образцах преимущественно однородны. Отжиг при температуре $T \sim 100^{\circ}$ C приводит к уменьшению размеров блоков от 1400Å до ~200Å и к уменьшению микронапряжений от 4×10^{-3} до $\sim -1.5 \times 10^{-3}$. Это согласуется с аномалией на кривой термического расширения при температуре $\sim 100^{\circ}$ C. Отжиг при $T \sim 170^{\circ}$ C приводит к незначительному росту размеров блоков и микронапряжений. Отжиг при температурах от $\sim 170^{\circ}$ C до $\sim 450^{\circ}$ C сопровождается ростом размеров блоков. После отжига при температуре $T \sim 210^{\circ}$ C на зависимости микронапряжений от температуры отжига наблюдается скачкообразный рост. Таким образом, особенности на кривой термического расширения хорошо согласуются с изменениями размеров блоков и микронапряжений от

По результатам исследований можно сделать следующие выводы:

1. Пластическая деформация кобальта приводит к задержке фазового перехода из высокотемпературной ГЦК модификации в низкотемпературную ГПУ модификацию.

2. Особенности на кривой термического расширения обусловлены изменениями размеров блоков при рекристаллизации образца и изменениями микронапряжений.

Список литературы

- 1. Р.А. Андриевский, А.В. Рагуля. Наноструктурные материалы. М.: «Академии», (2005). 192 с.
- 2. Уманский Я.С. Рентгенография металлов и полупроводников. М: «Металлургия», 1969. 496 с.

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЗЕРНА И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЛОКАЛИЗАЦИЮ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ AI И AI-Li

Забродин П. А., Исаев Н. В., Русакова А.В.

Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины, Харьков, Украина zabrodin@ilt.kharkov.ua

Широкое технологическое применение микро- и нанокристаллических металлов, подвергнутых интенсивной пластической деформации, ограничивается тем, что рост их прочности в результате измельчения зерна сопровождается потерей пластичности. При деформации растяжением в качестве характеристики пластичности кристаллического образца рассматривается величина равномерной деформации ε_{u} до начала ее локализации в виде шейки, когда нарушается известный критерий Консидера $d\sigma/d\varepsilon \ge \sigma$, где σ – истинное напряжение, ε – истинная деформация. В настоящее время установлено, что в области низких и умеренных температур пластическая деформация ГЦК-металлов с микронным и субмикронным размером зерна сохраняет свою дислокационную природу, а для $\sigma(\varepsilon)$ справедливо соотношение $\sigma(\varepsilon) =$ $m \alpha \mu b \rho(\epsilon)^{1/2}$, где ρ – средняя плотность дислокаций, α – константа взаимодействия дислокаций, μ – модуль сдвига, b – длина вектора Бюргерса, m – фактор Тейлора для поликристалла. Влияние структурных факторов на вид $\rho(\varepsilon)$ проанализировано в [1– 3] путем решения кинетических уравнений для средней плотности дислокаций. Целью данной работы является экспериментальное изучение влияния размера зерна и температуры на локализацию пластической деформации при растяжении поликристаллов чистого Al и сплава Al-Li и анализ полученных результатов в рамках дислокационно-кинетического подхода [1–3] к проблеме эволюции плотности дислокаций в кристалле.

Объекты исследования – крупнозернистые (КЗ) и ультрамелкозернистые (УМЗ) поликристаллы технически чистого Al и сплава Al–3,8 ат. % Li. В качестве исходных КЗ материалов использовались заготовки Al в виде литья и Al–Li в виде проката. Исходные УМЗ заготовки получали путем интенсивной пластической деформации чистого Al методом равноканального углового прессования, а сплава Al–Li – методом кобинированной прямой и равноканальной угловой гидро-экструзии. По данным оптической и трансмиссионной микроскопии средний размер зерна *d* в КЗ поликристаллах составлял: Al ~ 200 мкм; Al–Li ~ 600 мкм. В УМЗ поликристаллах *d* составлял: Al ~ 1 мкм, Al–Li ~ 2 мкм. Образцы деформировали в криостате при температурах 4,2, 77, 155, 295 и 350 К. По кривым $\sigma(\varepsilon)$ определяли условный предел текучести σ_0 , предел прочности σ_m и деформацию ε_u при $d\sigma/d\varepsilon = \sigma$.

Погрешность графической оценки ε_u составляла ±0,03. Величину ε_u как среднюю характеристику пластичности сравнивали с локальной деформацией. С этой целью перед растяжением на полированный образец наносили метки с шагом 0,36 мм и с помощью оптического микроскопа определяли локальную деформацию вдоль продольной координаты. Методом микротвердости контролировали локальное упрочнение образца после растяжения. Сравнивали фрактограммы поверхности разрыва поликристаллов, деформированных при различных температурах.



Рис.1. Зависимости равномерной деформации ε_u от температуры для K3 (*a*) и УМЗ (*б*) поликристаллов Al и A–Li. Символы – экспериментальные данные, кривые – результаты расчета согласно уравнению для плотности дислокаций [1–3] (см. текст).

Влияние размера зерна и температуры на величину ε_и иллюстрирует рис. 1. (символы). В случае КЗ материалов $\varepsilon_u(T)$ монотонно убывает, а величина є_и для Al несколько выше, чем для Al-Li. В случае УМЗ материалов монотонный характер $\varepsilon_u(T)$ нарушается при 350 К. На рис. 2 приведены данные о распределении деформации $\varepsilon_i(x_i)$ в алюмини при четырех температурах (данные для Al-Li имеют аналогичный вид). В случае КЗ Аl, чем выше температура, тем меньше средняя деформация ε , при которой распределение $\varepsilon_i(x_i)$ остается условно однородным. В отличие от КЗ, деформация УМЗ образца уже при 77 К локализована в средней части, при 295 К неоднородность $\varepsilon_i(x_i)$ максимальна, а при 350 К она вновь ослабевает. Результаты качественно согласуется с зависимостями $\varepsilon_{u}(T)$ на рис.1. Приращение микротвердости $\Delta H_V(x_i)$ согласуется с $\varepsilon_i(x_i)$: оно наблюдается только на тех участках образца, где наблюдается локальная деформации. Поверхности разрыва УМЗ материалов имеют ямочную структуру, характерную для вязкого разрушения. Вытянутость ямок зависит от температуры и минимальна при 295 К.

Для случая, когда вид $\rho(\gamma)$, где $\gamma = m\epsilon$, определяется балансом процессов накопления дислокаций при их взаимодействии с «лесом» и аннигиляции путем поперечного скольжения, справедливо $d\rho/d\gamma = k_f \rho^{1/2} - k_a \rho$ [1–3].

При условии $d\sigma/d\varepsilon = \sigma$ зависимость ε_u от σ_0 и коэффициентов уравнения имеет вид: $\varepsilon_u = (2/mk_a)$ [ln (1 + $mk_a/2$) + ln (1 – σ_0/σ_m)], где коэффициент аннигиляции $k_a = k_a$ (0)s⁻¹exp[($k_B T / A$) ln ($\dot{\gamma}_0 / \dot{\gamma}$)]. Параметр $A = 0.35\mu b^3 / (1 + 180 \gamma_D/\mu b)$, параметр $s (T) = \alpha(T)/\alpha_0$, α_0 – значение при T = 0, где k_a (0) = ($\omega_s^{5/2}/2\pi^2 p\alpha_0$) $\mu(0)/\tau_{III}$ (0). Напряжение на третьей стадии τ_{III} (0) = 2 μ (0,056 – γ_D/μ) b)/n зависит от n – числа дислокаций в плоском скоплении и и энергии дефекта упаковки γ_D , k_B – постоянная Больцмана, $\dot{\gamma}_0$ – предэкспоненциальный фактор. На рис. 1 теоретические кривые $\varepsilon_u(T)$ удовлетворительно согласуются с данными эксперимента при следующих условиях: $\alpha_0 = 0.5$; $b = 0.286 \ hm$; $\gamma_D = 0.17 \ Dmc/m^2$; $\dot{\gamma}_0 = 10^6 \ c^{-1}$; p = 12; $\tau_{III} = 49 \ M\Pi a$; $\tau_c = 2 \ M\Pi a$; $\omega_s = 0.7$; $\mu = 29 \ \Gamma\Pi a$ (Al) и 32 $\Gamma\Pi a$ (Al–Li). Зависимости $k_a(T)$ рассчитаны с учетом зависимостей s(T), $\mu(T) = [C_{44}(C_{11}-C_{12})/2]^{1/2}$ l, $\tau_{III}(T)$ и $\tau_c(T)$. Зависимости $\sigma_0(T)$, $\sigma_m(T)$ получены из эксперимента. В случае КЗ материалов $\sigma_0 \ll \sigma_m$, и $\varepsilon_u(T)$ определяются зависимостью $k_a(T)$, где $k_a(0)$ составляет ~1,8 для чистого Al и ~ 2,2 для сплава Al-Li. Разница значений обусловлена разной термообработкой материалов и особенностями электронного строения твердого раствора Al-Li. В случае УМЗ поликристаллов, где характер экспериментальных зависимостей $\varepsilon_u(T)$ существенно меняется, локализация деформации при малых ε_u , согласно [1-3], объясняется высоким пределом текучести σ_0 вследствие высокой начальной плотности дислокаций, эмитируемых границами зерен. Поскольку при малом объеме зерна возможности накопления дислокаций ограничены, рост σ_0 сопровождается уменьшением θ и усилением роли второго слагаемого в выражении для ε_u .



Рис. 2. Зависимости локальной деформации ε_i от относительной продольной координаты x_i . Тоном выделены $\varepsilon_i(x_i)$ при указанных цифрами средних деформациях.
Удовлетворительное согласие теории и эксперимента наблюдается при всех температурах, кроме 350 К, где высокие значения ε_u , по-видимому, являются следствием диффузионных процессов в границах зерен, влияние которых на пластичность УМЗ алюминия и сплава Al–Li при $T/T_m > 0,3$ становится существенным, но не описывается использованным уравнением. В интервале температур $T/T_m < 0,3$ равномерная деформация КЗ и УМЗ поликристаллов определяется едиными механизмами накопления и аннигиляции дислокаций. Влияние размера зерна на величину и температурную зависимость ε_u обусловлено усилением роли границ зерен как препятствий, источников и стоков для дислокаций.

Степень однородности распределения деформации до начала макроскопической локализации в виде шейки характеризует мера пластичности ε_u , и может существенно отличаться от локальной деформации $\varepsilon_i(x_i)$. Высокая локальная пластичность и вязкое разрушение характерны для всех изученных поликристаллов Al и Al-Li независимо от размера зерна и температуры.

1. Г. А. Малыгин ФТТ 47 236 (2005),

2. Φ TT 49 961 (2007), 3. Φ TT 53 341 (2011).

ВЛИЯНИЕ ВАНАДИЯ НА СТРУКТУРУ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОУГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ

Изотов В.И., Гетманова М.Е., Комков Н.А., Филиппов Г.А.

ФГУП «ЦНИИчермет им. И.П. Бардина», iqs12@yandex.ru

Высокоуглеродистые перлитные стали широко применяются для производства массовых видов металлопродукции (рельсы, колеса и т.п.). Основной структурной составляющей этих сталей является перлит, который обеспечивает изделиям необходимые эксплуатационные свойства: сопротивление контактной усталости, низкий износ рабочих поверхностей.

Механические свойства стали с перлитной структурой определяются главным образом дисперсностью перлита: величиной межпластиночного расстояния и размером колоний перлита. В ободе колес на поверхности твердость достигает HRC=41 при межпластиночном расстоянии ≤0,1 мкм, но на глубине ~30 мм, для используемых в настоящее время сталях типа Fe–0,65C–0,8Mn, это реализовать не удается. Предложено путем легирования высокоуглеродистой стали Fe–C–Mn ванадием, обеспечить дополнительное дисперсионное упрочнение при сохранении перлитной структурной основы [1, 2].

Целью настоящей работы было исследование влияние ванадия на твердость, механические свойства стали со структурами тонко- и грубопластинчатого перлита.

Была изготовлена серия лабораторных плавок системы Fe–C–Mn–V. Содержание ванадия выдерживали в пределах 0,3–0,5%. Базовый химический состав исследуемых сталей представлен в таблице 1.

Таблица 1. Химический состав исследуемой ванадиевой стали

Массовая доля элементов, %								
С	Si	Mn	S	Р	V	Nb	Al	Ti
0,88	0,25	1,35	0,010	0,005	0,45	0,037	0,010	0,018

Структуру тонкопластинчатого перлита получали путем превращения аустенита в изотермических условиях при 550°С, а грубопластинчатый перлит – при 650°С. В соответствии с требованиями эксплуатационной надежности в слое обода колес, примыкающем к поверхности катания, должны создаваться, в результате термообработки, сжимающие внутренние напряжения, препятствующие развитию трещин. Поэтому обод колес после нагрева выше A_{C3} интенсивно охлаждается водой, а диск охлаждается медленно на воздухе. Это приводит к образованию в ободе колес структуры тонкопластинчатого перлита (S~0,1 мкм), а в диске – грубопластинчатого перлита (S \approx 0,2–0,4 мкм).

Установлено, что твердость растет для обоих типов структур при содержании ванадия до ~0,5%, а далее изменяется незначительно. Значение твердости практически монотонно растет с повышением температуры нагрева до 1000°С (выдержка 2 часа) и достигает *HRC* = 43 (рис. 1).

Изменение твердости с изменением температуры превращения немонотонно (рис. 2): с понижением температуры изотермы от 650° до 560°С твердость растет, а затем уменьшается. Исследования структуры показали, что при низкой температуре (~520° и ниже) аустенит превращается не в тонкопластинчатый перлит, а в верхний бейнит.



HB HRC 401 42 Требуемь й ин ервал уровня (вердости 41 388 40 375 363 39 38 352 37 341 36 331 35 321 520 500 540 560 580 600 620 640 660 Температура превращения, °С

Рис. 1. Влияние температуры нагрева под закалку (1 час выдержки) на твердость высокоуглеродистой стали после изотермического превращения при температуре 550°C

Рис.2. Влияние температуры перлитного превращения на твердость высокоуглеродистой стали типа 88Г1Ф (аустенитизация 1000°С, 2 часа)

Результаты исследования механических свойств образцов, обработанных по режимам, имитирующим состояние обода и диска представлены в таблице 2.

Имитация	Режим термической		$\sigma_{\scriptscriptstyle B}$	$\sigma_{0,2}$	δ	ψ	KCU ⁺²⁰
элемента колеса	обработки	HRC/HB	Н/мм ²		%		Дж/см ²
Обод	950°С, 2 ч.→ ванна 530°С, 10 мин + отп. 500°С, 2 ч.	43/415	1541	1210	17,4	35,3	26
Диск	950°С, 2 .ч → воздух + отп. 500°С, 2 ч.	31,5/307	1204	730	14,2	21,4	22,5

Таблица 2 – Режимы термической обработки и механические свойства исследуемой стали

Для сравнения в таблице 3 приведены значения механических свойств эвтектоидной стали У10 (С = 1,03 вес %) без ванадия [3].

Таблица 3. Механические свойства эвтектоидной стали У10 в зависимости от температуры изотермической выдержки.

Температуры изо-		$\sigma_{\scriptscriptstyle B}$	$\sigma_{\rm T}$	δ	Ψ	
термической вы- держки, °С	HRC/HB	H/M	4M ²	%		
500	41	1390	930	10	25	
650	29,5	1030	570	12	26	

Исследования микро- и тонкой структуры образцов ванадиевой стали в состояниях тонкопластинчатого и грубопластинчатого перлита показали, что размер колоний перлита не превышает 3–7 мкм, что свидетельствует о мелком зерне аустенита (~10–20 мкм), даже при нагреве до 1000°С. Такая микроструктура ванадиевой стали обеспечивается сохранением при высокотемпературном нагреве заметной доли карбидов ванадия, размеры которых 0,1–0,2 мкм.

Таким образом, повышение прочности исследованной стали с ванадием, можно объяснить дисперсионным от карбидов ванадия и твердорастворным от атомов углерода и ванадия упрочнением ферритных промежутков перлита.

В результате выполненных исследований установлен оптимальный состав ванадиевой стали и режимы термической обработки, позволяющие получить структуру перлита и твердость HRC≥39–43 как на поверхности, так и на глубине до 30 мм обода колеса. На металле лабораторных плавок определены механические свойства, значения которых на 10-30% выше, чем у стали без ванадия.

Ванадиевая высокоуглеродистая сталь базового химического состава Fe-0,9C-0,8Mn-0,4V может быть рекомендована для производства железнодорожных колес тяжелонагруженных вагонов.

- 1. А.В. Макаров, Р.А. Саврай, В.М. Счастливцев, Т.И. Табатчикова, Л.Ю. Егорова. Механические свойства и особенности разрушения при статическом растяжении высокоуглеродистой стали с перлитными структурами различного типа. ФММ, 2007, т.104, №5. с. 542–555.
- 2. В.И. Изотов. Выделение дисперсных карбидов ванадия на межфазной границе при перлитном превращении стали. ФММ, 2011, т.111, №6. с. 619–625.
- 3. В.М. Счастливцев, Д.А. Мирзаев, И.Л. Яковлева, К.Ю. Окишев, Т.И. Табатчикова, Ю.В. Хлебников. Перлит в углеродистых сталях. Екатеренбург, УрОАН, 2006, 311с.

ЭФФЕКТИВНАЯ ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ ПРИ КИНЕТИЧЕСКОМ ИНДЕНТИРОВАНИИ

Шабанов В. М.

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия shaban@pochta.ru

Метод кинетического индентирования, основанный на непрерывной регистрации процесса упругопластического вдавливания индентора в виде диаграммы в координатах "нагрузка P – перемещение t", интенсивно развивается в последние годы, чему не в малой степени способствовало появление нанотехнологий, где использование этого метода для исследования физико-механических свойств материалов в наношкале, по существу, не имеет альтернативы.

Одним из важных направлений развития этого метода испытания являются исследования по идентификации физико-механических свойств материалов именно по диаграмме вдавливания *P* – *t* с использованием закономерностей, характерных кинетическому индентированию.

Наиболее обоснованным и перспективным подходом к решению этой задачи является использование в качестве физической основы хорошо известной идеи установления связи между средним контактным давлением (напряжением) $p_{cp} = 4P/(\pi d^2)$, где d – диаметр контактной площадки, и одноосным напряжением σ , определенных при равных степенях пластической деформации [1]. При этом предполагается, что эта связь должна быть прямо пропорциональной, т.е. $\sigma = c p_{cp}$, где коэффициент $c \approx 1/3$.

Учитывая, что в приповерхностной контактной зоне и в деформированном объеме под индентором распределение деформации носит исключительно неравномерный характер, физически обоснованный выбор критерия пластической деформации при вдавливании становиться проблематичным. Наиболее известными и распространенными (прежде всего в силу простоты их определения) являются способ оценки так называемой "эффективной" деформации при вдавливании в виде линейной функции относительного диаметра отпечатка, предложенный Д. Тейбором [2], а также способ оценки средней деформации в лунке, предложенный М.П. Марковцом [1], расчет которой основывается на отношении площади поверхности лунки к ее проекции. Однако недостаток этих чисто "геометрических" способов расчета деформации по остаточному размеру отпечатка заключается в том, что они не учитывают принципиальные различия между напряженно-деформированными состояниями, возникающими при вдавливании и одноосном растяжении и, следовательно, не могут обеспечить физически адекватные условия сопоставления напряжений при указанных нагружениях. В следствии этого устанавливаемые соотношения между соответствующими параметрами вдавливания и растяжения, как правило, проявляют зависимость прежде всего от способности материала к деформационному упрочнению. Именно по этой причине существенно сужаются границы практического применения соотношения $\sigma = c p_{cp}$, которое в этом случае приобретает частный характер.

В настоящей работе предлагается новый способ решения задачи определения эффективной пластической деформации при кинетическом вдавливании шара, основанный на использовании методов анализа размерностей и подобия.

Под эффективной пластической деформацией ε_n , определяемой по параметрам кинетической диаграммы вдавливания P - t при некотором среднем контактном давлении p_{cp} , будем понимать одноосную пластическую деформацию, связанную с эффективным одноосным напряжением σ некоторым законом деформационного упрочнения $\sigma = \sigma(\varepsilon_n)$. При этом одним из определяющих свойств эффективной дефор-

мации должна быть независимость отношения σ/p_{cp} от параметра упрочнения материала (как показывают исследования, влияние других физико-механических свойств можно не учитывать), то есть отношение σ/p_{cp} считаем константой, инвариантной к свойствам материала.

Важно отметить, в отличие от одноосного растяжения, развитие пластической зоны в процессе вдавливания испытывает значительное упругое стеснение окружающим эту зону материалом (трехосное квазигидростатическое сжатие). Влияние этого фактора определяется упругими свойствами материала, его способностью к упрочнению, а также напряженно-деформированным состоянием очага деформации. В связи с этим использование для оценки степени деформации при вдавливании относительных размеров отпечатка d/D, h/D и h/d, где D – диаметр индентора, h – пластическая составляющая полного перемещения t индентора (остаточная глубина восстановленного отпечатка), не может однозначно характеризовать пластически деформированные состояние материала под индентором. Иначе говоря, при испытании разных материалов выполнение геометрического подобия отпечатков не означает подобия пластических деформаций и, следовательно, не может быть выполнено принципиальное условие сопоставления напряженных состояний разных материалов – физическая адекватность деформированных состояний.

Как известно, аналитическое определение закономерностей процесса упругопластического вдавливания шара в деформационно-упрочняемый материал встречает серьезные затруднения как в самой постановке задачи, так и в ее решении. Однако для исследования этого процесса и решения задачи установления связи параметров вдавливания с физико-механическими характеристиками материала можно использовать методы анализа размерностей и подобия, которые позволяют получить критерии подобия и критериальные уравнения, в наиболее общей форме отражающие рассматриваемое явление. Эти методы базируются на π -теореме, которая утверждает, что число безразмерных комплексов (критериев подобия), характеризующих процесс, равно числу всех физических величин, существенных для процесса, минус число основных размерностей.

Теоретические и экспериментальные исследования позволяют представить процесс упругопластического вдавливания сферического индентора (принимаем его абсолютно жестким) в виде следующей зависимости нагрузки *P* от определяющих этот процесс параметров:

$$P = f(\sigma, \varepsilon, E, h, W, d), \qquad (1)$$

где ε_{n} и $\sigma = \sigma$ (ε_{n}) – рассматриваем как механические характеристики материала (в пределах равномерной деформации), отвечающие состоянию материала при нагрузке *P*; *E* – модуль упругости материала; *W* – упругая составляющая полного смещения *t* индентора.

Не вдаваясь в детали решения, отметим, что в данной задаче общее число физических величин N = 7, а число основных единиц, в качестве которых были выбраны единицы длины, площади, нагрузки и деформации измерения, равно 4 (n = 4). Согласно π -теореме число независимых безразмерных комбинаций (критериев подобия) из этих величин будет равно N - n = 3, а само уравнение (1) в критериальной форме можно представить как

$$\frac{P/d^2}{\sigma} = k \left(\frac{\varepsilon_{\pi}}{\sigma/E}\right)^{\alpha_1} \left(\frac{h}{W}\right)^{\alpha_2}, \qquad (2)$$

где коэффициент k и показатели α_1 и α_2 неизвестны.

Поскольку отношение $P/d^2 \sim p_{cp} \sim \sigma$, то левая часть уравнения (2), согласно принятому выше условию, должна быть постоянной величиной. С учетом этого выражение (2) запишем в виде

$$\varepsilon_n \sim \frac{\sigma}{E} \left(\frac{h}{W} \right)^{\beta},$$
 (3)

где показатель β неизвестен и требует экспериментального определения.

Далее, используя соотношение $\sigma \sim p_{cp}$, а также зависимость $p_{cp} \sim E(W/d)$, вытекающую из решения контактной задачи теории упругости (задача Герца), представим выражение (3) следующим образом:

$$\varepsilon_{\rm n} \sim \frac{h}{d} \left(\frac{h}{W} \right)^{\beta - 1}$$
 (4)

Чтобы найти показатель β , необходимо экспериментально установить зависимость между параметрами ε_{n} и h/W, определенных на разных материалах в соответствующих характерных точках кривых упрочнения (истинные диаграммы растяжения) и кинетических диаграмм вдавливания, которые отражают адекватные механические состояния испытуемых материалов. При выполнении эксперимента геометрический критерий h/d должен быть фиксированным, то есть нужно соблюсти геометрическое подобие отпечатков (h/d = idem), полученных на разных материалах. В качестве характерной точки на кривой упрочнения была выбрана точка, соответствующая максимальной нагрузке на диаграмме растяжения (в этом случае ε_{n} будет соответствовать предельной равномерной деформации). При кинетическом индентировании шара аналогичной по смыслу точкой является точка перегиба на кривой нагружения диаграммы вдавливания P - t [3]. В результате было установлено, что $\varepsilon_{n} \sim h/W$. Следовательно, показатель $\beta = 2$, а само выражение (4) примет вид

$$\varepsilon_{\rm m} \sim \frac{h^2}{Wd}$$

Как видим, эффективная пластическая деформация ε_{n} при кинетическом вдавливании шара есть функция двух определяющих критериев подобия - геометрического h/d и физического h/W, отражающего интенсивность процесса деформационного упрочнения.

Таким образом, необходимым и достаточным условием физического подобия деформированных состояний разных материалов при вдавливании шара является равенство значений критерия подобия, рассчитанного для каждого материала по формуле $h^2/(Wd)$.

Список литературы

- 1. Марковец М. П. Определение механических свойств металла по твердости. М.: Машиностроение, 1979.
- 2. Tabor D. The Hardness of metals. Oxford Clarendon Press. 1951.
- 3. Шабанов В. М. / Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2004. Т. 70. № 11. С. 45 48.

ВЛИЯНИЕ КИНЕТИКИ ПОРОГОВ НА ДВИЖЕНИЕ ВИНТОВЫХ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СЕГМЕНТОВ И ГЕНЕРАЦИЮ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ГЦК-МЕТАЛЛАХ

Черепанов Д.Н., Барбакова Е. А., Старенченко В.А., Слободской М.И.

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Россия <u>d n ch@mail.ru</u>

Дислокационная модель сдвиговой деформации появилась, как способ преодолеть противоречие между реальной и расчетной сдвиговой прочностью кристаллической решетки. Модель дислокационного источника Франка–Рида позволила объяснить наблюдаемое значительное увеличение плотности дислокаций в процессе деформирования, по сравнению с её величиной в исходном отожжённом образце. Механизмы аннигиляции дислокаций необходимы для существования наблюдаемой стадии деформирования, на которой деформирующее напряжение остаётся постоянным, несмотря на продолжение процесса размножения дислокаций.

Поскольку аннигиляция даже всех винтовых дислокаций не может составить конкуренцию процессу размножения, то также необходима и аннигиляция краевых дислокаций в дипольных конфигурациях в результате переползания. Поэтому в чистых металлах самодиффузия в результате образования и перемещения точечных дефектов является условием осуществления аннигиляции дислокаций с интенсивностью, достаточной для ограничения процесса размножения дислокаций.

Вакансионная термоактивируемая самодиффузия происходит слишком медленно для того, чтобы дислокации переползали на расстояние, равное плечу диполя. Поэтому в моделях пластической деформации предполагается наличие термически неравновесных точечных дефектов, основным механизмом генерации которых является распад диполей с минимальным плечом – цепочек точечных дефектов. Такие цепочки образуются вследствие волочения винтовыми дислокационными сегментами порогов минимальной длины, которые возникают при пересечении движущихся сегментов с дислокациями некомпланарных систем скольжения.

В силу геометрии кристаллической решётки, цепочек, состоящих из вакансий и из межузельных атомов, образуется поровну. Бивакансии более подвижны, чем моновакансии, поэтому только одна шестая часть вакансий, образующих цепочку, остаётся в виде моновакансий, а остальные образуют бивакансии. Таким образом, в деформируемом кристалле образуется три вида точечных дефектов. Наиболее быстро диффундирующие межузельные атомы, а затем бивакансии быстро оседают на стоках, поэтому наблюдаются в основном термически неравновесные вакансии.

Основным возражением против рассматриваемого механизма образования деформационных точечных дефектов является возможность движения порогов вдоль линии дислокации до аннигиляции с порогами противоположного знака. Однако на движущихся винтовых сегментах пороги вновь появляются, поэтому необходимо выяснить, как изменяется плотность порогов в процессе движения сегментов и оценить интенсивность генерации точечных дефектов рассматриваемым механизмом.

Следуя работе [1] можно сказать, что изменение плотности порогов c_j на движущихся винтовых сегментах со временем t описывается уравнением [2]

$$\frac{dc_j}{dt} = \beta_j \xi \rho \upsilon - \left(w_j c_j\right)^2 \upsilon_j, \qquad (1)$$

где $\xi = 0,5 -$ доля дислокаций «леса», $\beta_j \approx (1 - \beta_r)0,5 \approx 0,43 -$ доля образующих пороги дислокаций «леса», при условии, что пороги и перегибы образуются с одинако-

вой вероятностью, υ – скорость движения дислокации, υ_j – скорость движения порогов вдоль линии дислокации. Оценка для доли реагирующих дислокаций леса $\beta_r = \beta_r^{(s)} \approx 0,14$ при пересечении с винтовой дислокацией имеется в работе [3]. Структура дислокаций «леса» в уравнении (1) описывается скалярной плотностью дислокаций ρ и варьируемым параметром w_j , который учитывает долю дислокаций одного знака, содержащихся в дислокационном «лесе».

Приравнивая работу $\tau_j b \ dS_D^s$ по волочению порогов винтовыми сегментами, заметающими площадь dS_D^s , к суммарной энергии образующихся точечных дефектов $0,5(U_i^f + U_v^f)c_j dS_D^s/b$, где U_i^f и U_v^f – энергии образования межузельного атома и вакансии, соответственно, получаем напряжение $\tau_j = 0,5c_j (U_i^f + U_v^f)/b^2 \approx 0,25Gbc_j$ необходимое для неконсервативного волочения порогов.

Уравнения движения винтовых сегментов расширяющейся дислокационной петли имеют вид [2]

$$\frac{de_k}{dt} = \upsilon \left(\tau_{eff} b - 0,25Gb^2 c_j \frac{dS_D^s}{dS_D} - B_\upsilon \upsilon - \frac{\mu + e_k}{R} \right), \tag{2}$$

$$\frac{dR}{dt} = \upsilon = c_s \sqrt{1 - \left(1 + \frac{e_k}{e_{ynp}}\right)^{-2}},$$
(3)

ΗЫ

где $\tau_{eff} = \tau - \tau_R + \mu/bR_{FR} - эффективное напряжение, действующее на дислокацию, испущенную источником Франка-Рида [2], <math>e_k$ – кинетическая энергия единицы дли-



R – пробег сегмента, дислокационного сегмента в форме дуги окружности, В_и – коэффициент динамического торможения. Предполабольшая гается, что часть зоны сдвига с площадью S_D заметается винтовыми сегментами, поэтому $dS_D^s/dS_D \approx 1$, что приводит к верхней оценке интенсивности генерации точечных дефектов. Учитывается самодейстдислокационной вие приближении петли в постоянного линейного

дислокационного

Рис. 1. Закономерности движения дислокационного сегмента винтовой ориентации при различных значениях параметров ρ и w_j

натяжения.

Начальную скорость движения петли $\upsilon_0 \approx 8 \text{ м/с}$ можно взять из экспериментальных данных на пределе текучести 0,25МПа [4]. Для меди приняты следующие значения для скорости звука $\upsilon_i \approx c_s \approx 2260 \text{ м/c}$, и $B_{\upsilon}(300^{\circ}\text{K}) \approx 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{c}$.

Система (1)–(3) решается численно. На рис. 1 показаны результаты расчётов для зависимостей от времени линейной плотности кинетической энергии e_k , радиуса R, скорости υ и линейной плотности порогов c_j . Плотность дислокаций и параметр w_j варьировались в пределах $\rho = (10^4 \dots 10^8)$ мм⁻² и $w_j = 0 \dots 1$, соответственно. Цифры 1, 2, 3 соответствуют низкой плотности дислокаций, а остальные – высокой.



Рис. 2. Проекции интегральных кривых на координатные плоскости: (*a*) – (*c*) и интегральная кривая

Плотность дислокаций мало влияет на скорость движения и кинетическую энергию, но значительно на величину пробега и плотность порогов. Поэтому качественный вид зависимостей характеризуется в основном параметром *w_i*.

Большая величина параметра w_j соответствует случаю, когда дислокации разного знака представлены в равных долях, пороги быстро аннигилируют, и дислокационный сегмент движется со скоростью, близкой к скорости звука (1 и 4). При $w_i = 0$

структура дислокационного «леса» представлена дислокациями одного знака, пороги не аннигилируют, ско-

рость о и кинетическая энергия достигают максимума и затем падают до нуля (3 и 6). В случае $w_j = 0,25$ наблюдаются затухающие колебания кинетической энергии,

скорости и плотности порогов при монотонном увеличении пробега (2 и 5).

На рис. 2, (*a*) – (*c*) изображены проекции (фазовые портреты) на плоскость переменных о и c_j интегральных кривых системы (1) – (3). На рис. 2, (*d*) приведена интегральная кривая, соответствующая значениям $w_j = 0,25$ и $\rho = 10^{10}$ м⁻².

Поскольку интенсивность генерации точечных дефектов пропорциональна плотности порогов, полученные результаты позволяют сделать вывод об интенсификации процессов, обусловленных диффузией деформационных точечных дефектов, в дислокационных субструктурах с разориентациями.

Список литературы

- 1. Инденбом В.Л., Орлов А.Н. Физическая теория пластичности и прочности.// УФН.-1962, т. 76, вып. 3, с. 557-591.
- 2. Черепанов Д.Н., Старенченко В.А., Слободской М.И. Кинетика порогов на движущейся винтовой дислокации в ГЦК кристалле.// Изв. ВУЗов. Физика.- 2009, № 9/2, с. 108-117.
- Колупаева С.Н., Старенченко В.А., Попов Л.Е. Неустойчивости пластической деформации кристаллов.- Томск: Изд-во ТГУ.- 1994, 301 с.
- 4. Судзуки Т., Ёсинага Х., Такеути С. Динамика дислокаций и пластичность.- М.: Мир.-1989, 296 с.

ГЕНЕРАЦИЯ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В МОДЕЛЯХ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ, ОСНОВАННЫХ НА КОНЦЕПЦИИ УПРОЧНЕНИЯ И ОТДЫХА

Черепанов Д.Н., Барбакова Е. А., Старенченко В.А.

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Россия <u>d n ch@mail.ru</u>

Исследования уравнений баланса деформационных порогов, описывающих динамическое равновесие процессов образования и аннигиляции новых, показало, что на линии дислокации быстро устанавливается некоторая стационарная плотность элементарных порогов, длины которых равны модулям векторов Бюргерса пересекающихся дислокаций. В силу симметрии кристалла, число образующихся вакансионных и межузельных порогов одинаково. Движущиеся винтовые сегменты оставляют за собой цепочки точечных дефектов, которые распадаются на межузельные атомы, моновакансии и бивакансии. При достаточно низких температурах цепочки деформационных вакансий могут сохраняться в течение времени, большего, чем время испытания, однако с повышением температуры деформирования одна шестая часть цепочки распадается на моновакансии, а остальная – на бивакансии.

В случае термически активируемого процесса пересечения порогов кинетика порогов исследовалась при помощи системы уравнений Хирша-Мотта [1]. Основным результатом этого исследования была величина стационарной плотности порогов, пропорциональная плотности дислокаций ^р в степени 0,5. Для интенсивностей накопления деформационных точечных дефектов в процессе термоактивируемой деформации сдвига были получены следующие выражения [2]

$$\frac{\partial c_i}{\partial a} = 6, 1 \cdot 10^{-3} b \sqrt{\xi \rho} , \quad \frac{\partial c_{1\nu}}{\partial a} = \frac{1}{12\sqrt{2}} b \sqrt{\xi \rho} , \quad \frac{\partial c_{2\nu}}{\partial a} = \frac{5}{12\sqrt{2}} b \sqrt{\xi \rho} . \tag{1}$$

Здесь: a – сдвиговая деформация; c_i , c_{1v} , c_{2v} – концентрации межузельных атомов, моновакансий и бивакансий, соответственно; b – модуль вектора Бюргерса; ξ – доля дислокаций «леса», пересекаемого движущимися сегментами.

Термоактивируемая деформация является лишь небольшой частью общей сдвиговой деформации, так как после потери устойчивости дислокационного сегмента, способного к размножению по механизму Франка–Рида, дислокационный источник испускает серию ускоренно расширяющихся дислокационных петель. Пересечение дислокаций в случае ускоренного движения не требует термической активации. В результате потери устойчивости сегментом – источником после достижения критической конфигурации возникает локальное динамическое напряжение τ_{dyn} , которое производит работу по преодолению препятствий и волочению порогов.

Под действием динамического напряжения τ_{dyn} генерация точечных дефектов происходит с интенсивностями [3]

$$G_{i} = \frac{\partial c_{i}}{\partial a} = \frac{8 \tau_{dyn}}{G}, \ G_{1\upsilon} = \frac{\partial c_{1\upsilon}}{\partial a} = \frac{1}{6} \frac{8 \tau_{dyn}}{G}, \ G_{2\upsilon} = \frac{\partial c_{2\upsilon}}{\partial a} = \frac{5}{6} \frac{8\tau_{dyn}}{G}.$$
 (2)

В формуле (2) используются обозначения: $\tau_{dyn} = \alpha_{dyn}Gb\rho^{1/2}$, α_{dyn} – параметр, зависящий от скорости движения винтовых сегментов и от геометрии заметаемой ими площади, G – модуль сдвига. Межузельные атомы генерируются также интенсивно, как и вакансии. Предполагается, что дислокационные сегменты движутся с некоторой постоянной скоростью, не зависящей от дислокационной структуры.

Пусть *N* дислокационных источников в единице объёма в некоторый промежуток времени испускают по *n* дислокационных петель, заметающих площадь S_D , тогда происходит сдвиговая деформация $da = S_D bnN$. За этот же промежуток времени будет сгенерировано $nNdn_k$ точечных дефектов k - го вида, k = i, 10, 20, что соответствует увеличению их концентрации на $dc_k = dn_k b^3 nN$. Приравнивая суммарную энергию $\sum_k U_k^f dn_k \approx \sum_k w_k U_k^f \cdot \sum_k dn_k (w_i = 1/2, w_{10} = 1/12, w_{20} = 5/12)$ точечных дефектов к работе $\tau_j b$ S_D^s , необходимой для волочения порогов в процессе заметания винтовыми сегментами площади S_D^s , получаем $dn_k = w_k \tau_j b$ $S_D^s / \sum_k w_k U_k^f$.

Следовательно, генерация точечных дефектов происходит с интенсивностями

$$G_k = \frac{S_D^s}{S_D} \frac{w_k \tau_j b^3}{\sum_k w_k U_k^f} \approx \frac{S_D^s}{S_D} \frac{4w_k \tau_j}{G} = w_k \frac{S_D^s}{S_D} c_j b.$$
(3)

(4)

Здесь: τ_j – напряжение необходимое для волочения порогов; c_j - стационарная плотность порогов на винтовых сегментах; U_i^f и U_o^f – энергии образования межузельного атома и вакансии, соответственно. Учитывается, что работа $\tau_j b \ dS_D^s$ по волочению порогов винтовыми сегментами, заметающими площадь dS_D^s , равна суммарной энергии образующихся точечных дефектов $c_j \sum U_k^f \ dS_D^s \ b$, поэтому $\tau_j = c_j \sum U_k^f \ b^2$ [4].

Согласно исследованиям кинетики порогов, на движущихся со стационарной скоростью ⁰ винтовых сегментах сохраняется стационарная плотность порогов [4]



Рис. 1. Зависимость скорости движения винтовой дислокации в свинце от деформирующего напряжения (*a*) при различных температурах и зависимости скорости от деформирующего напряжения при комнатной температуре (*b*)

Параметр w_j зависит в основном от развития субструктур с разориентациями. На рис. 1, (*a*) приведены зависимости стационарных скоростей движения винтовой дислокации в свинце от деформирующего напряжения при различных температурах [5]. При высоких напряжениях скорость стремится к некоторой постоянной величине, зависящей от температуры деформирования. Предположим, что стационарная скорость ⁰ движения дислокации подчиняется логистической зависимости от напряжения [4]

$$\upsilon = \left(w_j\right)^2 \frac{\upsilon_j \quad V_a}{\beta_j \quad \xi} \left(\frac{V_a}{\left(K_{\upsilon}\right)^2} + \exp\left(\frac{V_a \quad \left(\tau_n - \tau\right)}{k_B T}\right)\right)^{-1}.$$
(5)

Тогда стационарная плотность порогов подчиняется зависимости [4]

$$c_{j}^{stat} = \frac{1}{w_{j}} \sqrt{\beta_{j} \xi \frac{\upsilon}{\upsilon_{j}}} = \sqrt{V_{a} \left(\frac{V_{a}}{\left(K_{\upsilon}\right)^{2}} + \exp\left(\frac{V_{a}\left(\tau_{a}-\tau\right)}{k_{B}T}\right)\right)^{-1}}.$$
(6)

В формулах (5) и(6): k_B – постоянная Больцмана, T – температура, V_a – «активационный объем», τ_n – пороговое напряжение. Параметры V_a и τ_n связаны с параметром w_j и определяют форму логистической зависимости. Цифрами 1, 2, 3 на рис. 1, (*a*) обозначены зависимости, полученные исходя из формулы (6). На рис. 1, (*b*) приведены результаты расчётов по формуле (6) для различных ГЦК – металлов. Скорость движения порогов вдоль дислокации v_j принимается равной скорости звука в кристалле, вычисляемой исходя из величин упругих постоянных для монокристаллов.



Рис. 2. Зависимости концентрации моновакансий (*a*), бивакансий (*b*), межузельных атомов (*c*) от степени деформации, рассчитанные для трех различных моделей

На рис. 2 приведены расчетные зависимости концентраций точечных дефектов от степени деформации в моделях с интенсивностями генерации, соответствующими формулам (1)–(3). На рис. 2 (*a*) проведено сравнение с экспериментальными данными для монокристаллов (треугольники) и поликристаллов (круги) меди [6].

- 1. Набарро Ф.Р., Базинский З.С., Холт Д.Б. Пластичность чистых монокристаллов.- М.: Металлургия.- 1967, 214 с.
- Попов Л.Е., Кобытев В.С., Ганзя Л.В. Теория деформационного упрочнения сплавов.-Томск: ТГУ.- 1981, 176 с.
- 3. Колупаева С.Н., Старенченко В.А., Попов Л.Е. Неустойчивости пластической деформации кристаллов.- Томск: Изд-во ТГУ.- 1994, 301 с.
- 4. Черепанов Д.Н., Старенченко В.А., Слободской М.И. Кинетика порогов на движущейся винтовой дислокации в ГЦК кристалле.// Изв. ВУЗов. Физика.- 2009, № 9/2, с. 108-117.
- 5. Parameswaran V.R., Weertman J.// Met. Trans.- 1971, 2, p. 1233–1243.
- 6. Старенченко В.А., Черепанов Д.Н., Соловьёва Ю.В., Попов Л.Е. Генерация и накопление точечных дефектов в процессе пластической деформации в монокристаллах с ГЦК структурой.// Изв. ВУЗов. Физика.- 2009, № 4, с. 60-71.

ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОЙ МЕДИ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ НАГРУЖЕНИИ

Чембарисова Р.Г.¹, Александров И.В.¹, Дун Юечэн^{1,2}

¹Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа, Россия ²Нанкинский университет науки и технологий, г. Нанкин, Китай <u>dongyuecheng@mail.rb</u>

Деформационное поведение металлических материалов при высоких скоростях деформации значительно отличается от такового при квазистатических скоростях деформации. Прежде всего, это выражается в увеличении предела текучести. При этом коэффициент деформационного упрочнения уменьшается. Такой отклик металлических материалов на изменение скорости деформации является отражением изменения микропроцессов, происходящих в них и ответственных за их деформационное поведение.

Как известно, основными факторами, определяющими прочность металлических материалов, являются размер зерен, дефектность микроструктуры и взаимодействие дислокаций с примесными атомами. Целенаправленное изменение микроструктуры путем применения различных методов деформационно-термической обработки позволяет управлять конструкционной прочностью металлических материалов.

Для получения мелкого зерна в объемных материалах в последнее время широко используются методы интенсивной пластической деформации (ИПД), наиболее распространенным из которых является метод равноканально-углового прессования (РКУП). Показано, что размер зерна является функцией одного из важнейших параметров РКУП - числа проходов.

Полученные методом ИПД материалы с ультрамелкозернистой (УМЗ) структурой, сформировавшейся после восьмого прохода РКУП, характеризуются высокой прочностью (Таблица 1) и могут проявлять достаточную пластичность при квазистатических механических испытаниях.

Состояние	<i>d</i> , нм	$ ho imes 10^{14}$, м ⁻²	$\sigma_{\scriptscriptstyle 0.2}$, МПа
Исходное	~50000	0,35	90
Исходное+ДН	880	0,57	200
8 РКУП	276	3,92	432
8 РКУП+ДН	219	5,43	551

Таблица 1. Экспериментальные данные для образцов Си в разных структурных состояниях до и после ДН со скоростью деформирования 1500 с⁻¹.

Рост предела текучести в результате РКУП объясняется, помимо измельчения зерна, повышением на порядок плотности дислокаций.

В образцах, подвергнутых динамическому нагружению (ДН), наблюдается тенденция, аналогичная тенденции, характерной для случая квазистатических испытаний (табл. 1). Однако, если при ДН исходных образцов размер зерна уменьшается в ~57 раз, то ДН Си в УМЗ состоянии приводит к незначительному уменьшению этого параметра (примерно в 1,3 раза). Плотность дислокаций при этом возрастает в ~1,6 и ~1,4 раза соответственно, а предел текучести в ~2,2 и ~1,3 раза соответственно. С уменьшением размера зерна эффект воздействия ДН на предел текучести $\sigma_{0.2}$ уменьшается, стремясь к насыщению (Таблица 1). При этом предел текучести после 1-го прохода РКУП составяет 338 МПа (возрастает в 3,8 раз), в то время как после 4-

го и последующих проходов РКУП этот параметр повышается в 4,8 раза. Метод РКУП является более эффективным при получении высокопрочных состояний в Си. Однако, если после 4-го прохода РКУП предел текучести практически перестает изменяться, оставаясь примерно равным 432 МПа, повысить его удается путем ДН (Таблица 1). В данном случае реализация сверхпрочных свойств может быть отнесена к изменению дислокационных механизмов деформации.

Статические и динамические эксперименты успешно описываются с точки зрения кинетического подхода, основанного на изучении внутренних микроскопических процессов, происходящих в металлах и сплавах при их деформировании и управляющих их неупругим поведением, с участием дислокаций, а также иных, в частности точечных дефектов кристаллической решетки. При этом учитываются испускание и дальнейшее движение, аннигиляция дислокаций. На сегодняшний день имеется много экспериментальных данных по определению плотности дислокаций, скорости и геометрии их скольжения, концентрации точечных дефектов [1, 2], которые могут быть использованы при моделировании.

Кинетическое моделирование позволяет учитывать свойства конкретного материала, испытывающего пластическое течение. При этом сравнение результатов моделирования и соответствующих экспериментальных данных позволяет определять кинетические параметры, входящие в аналитические соотношения.

Для исследования деформационного поведения Cu с учетом кинетики дислокаций была разработана модель, которая учитывает такие параметры, как температура, скорость деформации, размер зерна.

В рамках данной модели в каждой точке вещества образца скалярная плотность дислокаций ρ_{total} определяется путем усреднения плотности дислокаций в границах зерен ρ_w и в их внутренних областях ρ_c :

$$\rho_{total} = f \rho_w + (1 - f) \rho_c, \qquad (1)$$

где f – объемная доля границ зерен [3–5].

При этом плотность подвижных дислокаций ρ_m оказывается зависящей от полной плотности ρ_{tot} [2]:

$$\rho_m = \rho_{tot} \exp\left(-\frac{\rho_{tot}}{\rho_*}\right). \tag{2}$$

Параметр ρ_* определяется из анализа экспериментальных деформационных кривых.

Как следует из экспериментальных данных, скорость скольжения дислокаций очень чувствительна к сдвиговому напряжению τ в плоскости скольжения и подчиняется закону [6]:

$$V = \xi V_* \exp\left(-\frac{\tau_*}{\tau}\right),\tag{3}$$

где ξ – параметр, учитывающий наличие порогового напряжения, связанного с силами Пайерлса-Набарро, τ_* – параметр, который также определяется из анализа экспериментальных кривых, V_* – сдвиговая скорость звука в рассматриваемом материале.

Было принято, что плоскость скольжения совпадает с плоскостью действия максимального сдвигового напряжения $\tau = \sigma_{zz}/2$, где σ_{zz} - диагональная компонента тензора напряжений [6, 7], вдоль которого пластические деформации максимальны:

 $\gamma = \frac{3}{4} \varepsilon_{zz}^p$, где ε_{zz}^p – диагональная компонента тензора пластических деформаций.

Согласно закону Орована, скорость роста пластических деформаций у описывалась уравнением

$$\frac{d\gamma}{dt} = b\rho_m V \,, \tag{1}$$

где *b* – вектор Бюргерса.

Уравнения, описывающие эволюцию плотности дислокаций, учитывали активность источников Франка–Рида, увеличение плотности дислокаций за счет наличия границ зерен (ГЗ), аннигиляцию винтовых дислокаций при двойном поперечном скольжении и аннигиляцию дислокаций в ГЗ при их неконсервативном движении, а также аннигиляцию краевых дислокаций при их сближении на расстояние, равное длине аннигиляции [5]. Дополнительно была учтена возможность существования термофлуктационного источника (ТИ) дислокаций в образцах, испытывающих ДН. Согласно [8], считалось, что мощность ТИ при данной температуре зависит обратно пропорционально от критической длины дислокации, взятой в степени 3. При этом критическая длина дислокации находилась в обратно пропорциональной зависимости от скорости дислокации V.

Система уравнений включала также уравнение зависимости компоненты тензора напряжения течения σ_{zz} от компоненты тензора пластической деформации ε_{zz}^{p} , уравнения сохранения массы вещества, энергии и импульса в переменных Лагранжа.

Результаты моделирования показали, что в образцах, взятых в исходном состоянии, в силу малой плотности дислокаций величина напряжения сдвига т велика, в результате велика активность ТИ, что определяет повышение предела текучести. В то же время, меньшая эффективность ДН образцов с мелким зерном определяется наличием высокой плотности дислокаций в них. Однако, благодаря активности ТИ дислокаций, обеспечивается дополнительный рост предела текучести в таких образцах.

Известный экспериментальный факт [9] о замедлении роста напряжения течения при ДН образцов с увеличением числа проходов при РКУП, объясняется повышенными значениями температур за фронтом упругого предвестника. Мощность ТИ растет с повышением температуры. При этом растет плотность дислокаций, что приводит к уменьшению касательного напряжения τ . В дальнейшем рост плотности дислокаций ограничивается усилением аннигиляционных процессов, что сопровождается увеличением среднего размера зерна и замедлением роста напряжения течения.

Список литературы

- 1. Дж. Хирт, И. Лоте, Теория дислокаций. Перев. с англ, под ред. Э.М. Надгорного и Ю.А. Остшьяна, М.: Атомиздат, 1972. 600 с.
- 2. Ж. Фридель, Теория дислокаций. Пер. с фр. М.: Мир, 1967. 643 с.
- 3. L.S. Tóth, A. Molinari and Y. Estrin // J. Eng. Mater. Technol. 124 (2002) 71.
- 4. Р.З. Валиев, И.В. Александров, Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией, М.: Логос, 2000. 272 с.
- 5. I.V. Alexandrov, R.G. Chembarisova // Rev. Adv. Mater. Sci. 16 № 1/2 (2007) 51.
- 6. J. Gilman // J. Appl. Mech. Rev. 21, №8 (1968) 767.
- 7. J. Taylor // J. Appl. Phys., 36, № 10 (1965) 3146.
- 8. В.С. Красников, А.Ю. Куксин, А.Е. Майер, А.В. Анилкин // ФТТ 52 (2010) 1295.
- 9. Y.C. Dong, I.V. Alexandrov, J.T. Wang // Mater. Science Forum 667-669 (2011) 891.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ НА ДЕФОРМАЦИЮ И ХАРАКТЕР РАЗРУШЕНИЯ ВЫСОКОАЗОТИСТЫХ АУСТЕНИТНЫХ Сг-Мп-Мо СТАЛЕЙ

Березовская В. В., Соколовская Ю.А., Саврай Р.А., Пичугин А.В., Гулько А.Я.

ФГАОУ ВПО УрФУ имени первого Президента России Б.Н.Ельцина bvv@mtf.ustu.ru, sokolovskaya-yulya@mail.ru

В настоящее время ВАС с высоким содержанием азота (около 1 мас.% N) уже применяют для изготовления некоторых видов изделий, которые производят в промышленных масштабах [1, 2], используя при этом металл, выплавленный под давлением азота.

Химический состав двух исследованных коррозионно-стойких Cr-Mn-сталей с молибденом, одинаково высоким содержанием азота и разным содержанием марганца приведен в таблице 1.

N⁰					C	Содери	кание	элем	ентов	, мас.%	0			
п/п	Марка стали	С	Si	Mn	Р	S	Cr	Мо	Ni	Al	N	V	Ti	Cu
1	06X18AF19M2	0,06	0,65	19,13	0,018	0,001	17,51	2,20	0,13	0,008	0,81	0,08	0,002	0,03
2	07Х16АГ13М3	0,07	0,71	12,76	0,015	0,007	16,16	3,24	0,11	_	0,82	0,05	_	

Таблица 1. Химический	состав	исследованных	сталей
-----------------------	--------	---------------	--------

Стали исследовали в состоянии после следующих обработок:

ТО-1) горячей пластической деформация (прокатка) при 1200–1150 °С и смягчающего отжига при 800 °С (ГД); ТО-2) последующего отжига – аустенитизации в течение 1 часа при температурах 1050, 1100 и 1150 °С и закалки в воде (ГД+3); ТО-3) старения при температурах 300 и 500 °С в течение 2 часов (ГД+3+С).

По результатам рентгеноструктурного фазового анализа (РСФА) исследованные стали, обработанные по всем указанным режимам, состояли из аустенита (без учета избыточных фаз); наличия α- или ε-мартенсита не выявлено.



Рис. 1. Микроструктура сталей 1 (*a*) и 2 (б) в исходном состоянии (TO-1)

После ТО-1 в структуре обеих сталей наблюдались следы пластической деформации в виде сохранившихся линий скольжения и полос сброса, что в большей степени проявилось у стали 1 (рис. 1, а, б). Кроме того в структуре стали 1 присутствовали равномерно распределенные дисперсные включения второй фазы (светлые частицы), размером ~2 мкм. Проведены исследования структуры стали на сканирующем электронном микроскопе, которые показали, что на месте указанных частиц наблюдается повышенное содержание таких элементов, как O, Mn, Si, Mg (рис.2).

Изучение влияния температуры отжига с последующей закалкой (TO-2) на микроструктуру сталей (рис. 3) показало, что после отжига при 1050 °C (рис.3, *a*, *c*) средний размер зерна аустенита в сталях 1 и 2 составил соответственно ~110 мкм и ~80 мкм, практически не изменившись с повышением температуры.

Отжиг стали 1 при 1100 °С привел к замене исходной структуры аустенита с зернами неправильной формы новой рекристаллизованной структурой с более правильной формой зерен. Кроме того, при этой температуре в структуре стали отчетливо наблюдались светлые частицы (рис. 3, б, д), аналогичные полученным после TO-1, в то время как в стали 2 выделений не было. При этом в стали 2 было выявлено два вида структуры – исходной с неправильной формой зерен и рекристаллизованной с правильным очертанием зерен аустенита (рис. 3, д).





Рис. 2. Распределение в матричном γ-твердом растворе стали 1 (*a*) О и Si (*б*, *в*) и микроанализ частицы (*г*); спектр распределения элементов в частице (*д*)

После выдержки сталей при 1150 °С были отмечены следующие изменения в их структуре: в стали 1 зеренная структура не изменилась, а гомогенные выделения частично растворились (рис. 3, e, e); в стали 2 полностью завершилась первичная рекристаллизация и наблюдалась однородная аустенитная структура с меньшим количеством частиц второй фазы (рис. 3, e).

Таким образом, в стали 2 с меньшим содержанием марганца (~13 % Mn) аустенит показал более высокую стабильность к процессам распада и рекристаллизации по сравнению со сталью 1, имеющей более высокое содержание марганца (19 % Mn).

Кроме того, особенностью стали 1 было присутствие в ее структуре дисперсных частиц второй фазы, предположительно оксидов кремния, лигированных магранцем и магнием.



Рис. 3. Микроструктура сталей 1 (*a–в*) и 2 (*г–е*) в зависимости от температуры закалки (TO-2): *a*, *г* – от 1050; *б*, *д* – 1100; *в*, *е* – 1150 °С

Механические испытания (табл. 2) показали, что обе стали имеют высокую для аустенитного класса прочность в сочетании с высокой пластичностью.

Сталь	Режим ТО	Е,ГПа	$\sigma_{0,2}$	$\sigma_{\rm B}$	δ ₅ , %	ψ, %
	TO-1	180	800	1080	32	54
1	TO-2-1050 °C	250	610	1035	42	59
	TO-3-300 °C	160	680	1060	46	53
	TO-3-500 °C	140	670	1060	43	51
	TO-1	180	1170	1320	30	39
2	TO-2-1150 °C	180	550	990	68	67
	TO-3-300 °C	190	540	980	68	68
	ТО-3-500 °С	230	570	1000	67	46

Таблица 2. Влияние режимов термообработки на механические свойства сталей

Исследованные безникелевые стали аустенитного класса 06X18AГ19M2 (сталь 1) и 07X16AГ13M3 (сталь 2) с разным содержанием марганца показали высокую стабильность к $\gamma \rightarrow \alpha$ - и $\gamma \rightarrow \varepsilon$ -мартенситным превращениям при всех исследованных режимах обработки. Более высокий комплекс свойств наблюдался у стали 06X18AГ19M2 с большим содержанием марганца.

- 1. Шпайдель М.О. Новые азотосодержащие аустенитные нержавеющие стали с высокими прочностью и пластичностью // МиТОМ, 2005, №11. С.9-14.
- Berezovskaya V.V., Bannykh O.A., Kostina M.V. et al. Effect of Aging and cold plastic Deformation on Structure and stress corrosion cracking in high nitrogen steels // Proceedings of 10-th International Conference on High Nitrogen Steels. HNS 2009. 6-8 July 2009, Moscow, Russia. MISIS, 2009. P. 96-101.

ВЛИЯНИЕ ИСХОДНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФОРМИРОВАНИИ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ КОЛЕСНОЙ СТАЛИ ПРИ ПЛАЗМЕННОМ УПРОЧНЕНИИ

Исакаев Э.Х.¹, Ливанова О.В.², Тюфтяев А.С.¹, Филиппов Г.А.²

¹ОИВТ РАН, г. Москва, РФ ² ФГУП «ЦНИИчермет им. И.П. Бардина», г. Москва, РФ, iqs12@yandex.ru

Одной из основных задач при воздействии низкотемпературной плазмы на поверхность является получение стабильных структур и свойств обрабатываемого материала. Этот метод упрочнения широко используется при обработке гребня и поверхности катания железнодорожных колес [1, 2].

В результате нагрева в процессе плазменной обработки формируется структура, особенности которой обусловлены степенью завершенности процесса аустенитизации. Целью данной работы являлось изучение влияния исходной температуры металла во взаимосвязи с параметрами термического цикла (скорости нагрева и охлаждения, температура нагрева) на структурные превращения в стали и исследование их влияния на механические свойства.

Образцы для исследования, изготовленные из стали 65Г, подвергались плазменной обработке по режиму: мощность нагрева N = 44 кВт, скорость обработки V = 240 мм/мин, расход азота F = 1,8 г/с. Варьировалась только температура образцов перед плазменной обработкой: -10, 0, 20, 55, 110 и 160°С.

Установлено, что с повышением исходной температуры металла основы в диапазоне от -10 до $+160^{\circ}$ С возрастает общая глубина зоны термического влияния с 1,65 мм до 2,47 мм, но при этом снижается глубина мартенситного слоя с 1,2 до 0,19 мм (рис. 1).



Рис. 1. Зависимость глубины упрочненного слоя от исходной температуры металла основы перед плазменным поверхностным упрочнением

Минимальный размер зерна 15 мкм отмечен для температуры 20°С. В интервале температур 20–160°С размер зерна монотонно возрастает с 15 до 41 мкм. Это согласуется с измерением микротвердости упрочненного слоя (рис. 2). Так на глубине до 1 мм минимальному размеру зерна при 20°С соответствует максимальная твердость.



Рис. 2. Распределение микротвердости по глубине упрочненного слоя в зависимости от температуры металла основы

В ходе исследований выявлена зависимость параметров сопротивления разрушения при испытаниях на изгиб от исходной температуры металла основы, которая имеет немонотонный характер (рис. 3).



Рис. 3. Влияние температуры металла основы на разрушающее напряжение и предел общей текучести

Минимальные значения параметров сопротивления разрушения, разрушающего напряжения, напряжения общей текучести, величины стрелы пластического прогиба, работы зарождения и распространения трещины соответствуют температуре 20 и 55°С. Величина стрелы пластического прогиба в интервале температур от -10 до 110°С имеет близкие значения 0,08-0,22 мм, а резкий ее рост происходит при 160°С. Аналогичный характер изменения имеет и работа зарождения трещины.

Исходя из комплексной оценки глубины слоя, твердости и параметров сопротивления разрушению для практики плазменного упрочнения стали типа 65Г может быть рекомендован температурный интервал металла основ в интервале в интервале $0 - 55^{\circ}$ C. Этот интервал температур обеспечивает получение на глубине 0,05 мм микротвердость 779-883 HV и глубину мартенситного слоя не менее 0,7 мм. Эти показатели являются основными эксплуатационными характеристиками упрочняемой поверхности. Именно в этом температурном интервале получен и минимальный размер зерна вблизи упрочняемой поверхности.

При снижении исходной температуры металла с 20 до –10°С наблюдается рост размера зерна вблизи поверхности плазменного упрочнения, и как следствие, снижение микротвердости. Очевидно, при понижении температуры насыщение поверхности азотом происходит замедленно, а, следовательно, и процессы дисперсионного твердения и сдерживания роста зерна при нагреве.

Выводы

1. Установлено, что исходная температура металла оказывает влияние на структуру и свойства колесной стали типа 65Г при плазменном упрочнении поверхности. При одинаковых параметрах плазменной обработки, принятых для данной марки стали, с повышением исходной температуры металла увеличивается глубина упрочненной зоны, а глубина мартенситного слоя уменьшается.

2. При исходной температуре металла основы 20°С отмечен минимальный размер зерна вблизи упрочненной поверхности 15 мкм и максимальная твердость 923 HV. Отрицательная температура, а также температура выше 55°С не обеспечивают получение высокой твердости поверхностного слоя.

 В практике использования плазменного упрочнения следует учитывать климатические температуры. Стандартные режимы упрочнения колесной стали не приемлемы для отрицательных температур.

Работа выполнялась в рамках государственного контракта №16.523.11.3007

Список литературы

- 1. Э.Х. Исакаев, О.А. Синкевич, А.С. Тюфтяев, В.Ф. Чиннов Исследование генератора низкотемпературной плазмы с расширяющимся каналом выходного электрода и некоторые его применения. //Теплофизика высоких температур, том 48, № 1, Январь-Февраль 2010, С. 105-134
- Ильичев М.В., Ливанова О.В., Тюфтяев А.С., Юсупов Д.И., Филиппов Г.А. Плазменная обработка стали с различной исходной температурой. В сб. «Ресурсосберегающие технологии ремонта, восстановления и упрочнения деталей машин, механизмов, оборудования, инструмента и технологической оснастки от нано- до макроуровня», Материалы 12-й международной научно-практической конференции, Санкт-Петербург, 13-16 апреля 2010 г., часть 2, С.158-161

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ КОМПОЗИТОВ ДЛЯ ТЕЛЕМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Паклев В.Р.

ФГБОУ ВПО «Самарский государственный технический университет», г. Самара, РФ, shaber @mail.ru

Для повышения защитных свойств полимерных втулок, вставляемых в разделители телеметрических систем, выбран метод армирования. В последние годы основное внимание в области армирования стеклопластиков направлено на создание композитов с использованием различных нанопорошков и нановолокон. Применение таких наполнителей для создания композитов на основе эпоксидной смолы дает ряд преимуществ: нанокомпозиты имеют более однородную структуру; нанопорошки проявляют «нехарактерные» свойства для составляющих их материалов. Твердые частицы утрачивают абразивное действие, а мягкие частицы не являются концентраторами напряжений в материале, повышающими его хрупкость; наночастицы обладают высокой поверхностной энергией, обусловливающей их физико-химическую активность.

Для защиты таких участков от действия потока бурового раствора целесообразно использовать многослойные композиты, в которых на армирующую стеклоленту наносится компаунд на основе эпоксидной смолы двух составов: на наружный слой – абразивостойкий, а на внутренний – электроизоляционный. Это обеспечит выполнение высоких требований к абразивостойкости и диэлектрическим свойствам защитных композитов.

Повышение электроизоляционных свойств эпоксидных смол, как правило, обеспечивается введением в них порошков оксида алюминия или слюды, обладающих высокими диэлектрическими константами. К абразивному изнашиванию, как известно, высокой стойкостью к обладают высокотвердые материалы (твердые сплавы) или эластичные полимеры (резины). В связи с вышесказанным проведены исследования износостойкости композитов на основе эпоксидной смолы ЭД20 (отвердитель ПЭПА) с различными порошковыми наполнителями (слюдой, дисульфидом вольфрама, корундом, ультрадисперсными алмазами, твердым сплавом и др.) при трении о незакрепленный абразив. Технология приготовления композитов включала: прокаливание порошков и подогрев смолы; смешивание порошка с эпоксидной смолою; добавка отвердителя; смешивание композита и заливка в форму; старение готового композита в печи при температуре 120°С в течение 2...3-х часов.

Методика триботехнических испытаний композитов на стойкость к абразивному изнашиванию производилась при следующих режимах: схема испытаний – «кольцо-плоскость»; среда – алмазная абразивная паста марки ACM 3/2 HOMГ (ГОСТ 25593-83); давление – 5 МПа; контробразец – сталь 40Х (HRC 45); частота вращения – от 600 мин⁻¹; приведенный диаметр поверхности трения – 5,5 мм; ширина дорожки трения – 1 мм; длительность испытаний – 10 минут. После испытаний производили оценку линейного износа с точностью до 1 мкм и рассчитывали скорость абразивного изнашивания в размерности [мкм/час]. Испытания проводили на машине трения «Универсал-1А».

Эксперименты показали (см. табл.), что наибольшую стойкость к абразивному воздействию проявили эпоксидные смолы с наполнителями из резины, фторопласта Ф-4 и нанопорошка оксида алюминия (Al₂O₃). Порошки резины и фторопласта имели крупные частицы (сотни микрометров) и антиабразивный эффект композита стал следствием высокой стойкости к истиранию фторопласта и резин.

Порошковый наполнитель	Содержание в композите, %	Абразивный износ, мкм
Стиона	30	19
Слюда	50	15
Коруни	30	11
Корунд	50	10
Резина	50	9
Дисульфид вольфрама	50	12
Фторопласт	50	13
Никаль коруля	30	17
пикель-корунд	50	15
Ультрадисперсные алмазы	20	18
Без наполнителя	-	17

Таблица. Абразивная стойкость композитов

Наихудшую абразивную стойкость показали композиты с наполнителем из микропорошка твердого сплава ВК-12, вследствие высокого абразивного действия частиц порошка, отделяемого от поверхности при изнашивании композита. Нанопорошок оксида алюминия, который благодаря малым размерам (менее 100 нм) не обладает абразивным действием, формирует плотную структуру (рис. 1 *a*) на микро и наноуровнях.





Рис. 1. Структура композитов: *a*) с нанопорошком оксида алюминия, *б*) с УДА; в) с дисульфидом вольфрама; *в*) со слюдой

ВЗАИМОСВЯЗЬ ФАЗОВОГО СОСТАВА, СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ И УСТАЛОСТНОЙ ПРОЧНОСТИ СТАЛИ 23X15H5CM3Г

Алексеева Л.Е., Буржанов А.А., Панкова М.Н., Филиппов Г.А., *Кравченко Я.П.

ФГУП "ЦНИИчермет им. И.П.Бардина", *ОАО "Камов", Москва, Россия, iqs12@yandex.ru, <u>8ab@bk.ru</u>

Исследовано поведение при усталостных испытаниях после холодной прокатки на ленту толщиной 0,3мм трип-сталей 23Х15Н5СМ3Г без микролегирования [1].

При холодной прокатке этих сталей происходит фазовое превращение метастабильного аустенита γ в α_{MR} мартенсит деформации, упрочняющий сталь. В промышленной ленте иногда обнаруживается присутствие ε -мартенсита с гексагональной кристаллической решеткой, в результате фазового превращения $\gamma \rightarrow \varepsilon \rightarrow \alpha_{MR}$, а также α_{0xn} -мартенсит охлаждения после закалки (при завышении мартенситной точки M_{H}).

В настоящей работе исследовано влияние упругих циклических нагрузок при усталостных испытаниях на фазовый состав, остаточные микронапряжения и плотность дислокаций, а также прочность стали 23X15H5CM3Г с разной исходной структурой в холоднокатаной ленте 0,3 мм: $\gamma + \alpha_{Ma}$; $\gamma + \alpha_{Ma} + \alpha_{0xn}$; $\gamma + \alpha_{Ma} + \epsilon$.

Усталостные испытания проводили на образцах, вырезанных из ленты, на машине МИР-С (отнулевое циклическое растяжение при ассиметричном цикле нагружения с частотой $f = 26 \ {\Gamma}$ ц до базы $N = 10^7$ циклов) при максимальных напряжениях в цикле при 900 и 1050 Н/мм². Также проведены стендовые испытания ленты в условия имитирующих ее эксплуатацию, а также после эксплуатации с наработкой 500ч.

<u>Объектами исследования</u> были образцы ленты после усталостных испытаний со структурой: 1. $\gamma + \alpha_{M,Z}$; 2. $\gamma + \alpha_{M,Z} + \alpha_{O,X,Z}$; 3. $\gamma + \alpha_{M,Z} + \epsilon$.

Рентгеноструктурным методом определяли фазовый состав, а также оценивали внутренние микронапряжения и плотность дислокаций до и после усталостных испытаний.

Получены следующие результаты:

При холодной прокатке от 0 до 43% установлена уникальная особенность сталей 23X15H5CM3Г – прямопропорциональная линейная зависимость характеристик прочности – σ_B , $\sigma_{0,2}$, $\sigma_{0,02}$ (при δ = до 18–20%) и характеристик структурного состояния – остаточных микронапряжений и плотности дислокаций в γ и α фазе от количества α_{MA} -мартенсита деформации для сталей со структурой после закалки – 100% аустенита.

Влияние циклического нагружения на фазовый состав и структурные характеристики стали с разной структурой а) $\gamma + \alpha_{MR}$, б) $\gamma + \alpha_{MR} + \alpha_{OXR}$.

Установлена закономерность – воздействие упругих циклических нагрузок приводит к дополнительному фазовому превращению в исходной структуре ленты, состоящей из наклепанного метастабильного аустенита и мартенсита деформации – не только α_{Md} , но и є-мартенсита, по-разному влияющих на усталостную прочность. В ленте стали 23X15H5CM3Г происходит дополнительное $\gamma \rightarrow \alpha_{Md}$ превращение, причем, прирост количества α_{Md} возрастает с увеличением числа циклов по линейному закону. В изломе – 100% α -мартенсита. Подобное происходит и для стали без микролегирования. Это иллюстрирует рис. 1*а*. Однако, в отличие от α_{Md} , в обычной

стали прирост количества ε -мартенсита деформации возрастает с увеличением числа циклов с максимумом в области 10⁵ циклов (рис. 1*б*). Необходимо подчеркнуть, что при этом на усталостной кривой наблюдается аномальный пик вероятности разрушения при 10⁵ циклов. Таким образом, присутствие в структуре стали ε -фазы приводит к преждевременному разрушению при усталостных испытаниях.



Рис. 1. Зависимость относительного прироста $\alpha_{M,M}$ - мартенсита деформации $\Delta \alpha_{M,M}/\alpha_{M,M}$ и относительного прироста ε - мартенсита деформации $\Delta \varepsilon_{M,M}/\varepsilon_{M,M}$ от числа циклов N (одноосное растяжение, ассиметричный цикл).

Структурное состояние

При воздействии циклических нагрузок при усталостных испытаниях происходит рост плотности дислокаций в исходном аустените, а при определенных упругих напряжениях происходит развитие дополнительного фазового мартенситного превращения. Оно сопровождается релаксацией микронапряжений при $\gamma \rightarrow \alpha_{MA}$ превращении – ширина интерференционной линии $\beta_{(211)\alpha} \alpha_{MA}$ уменьшается (10⁷ циклов) на 25%. Но в присутствии є-мартенсита деформации в результате дополнительного фазового превращения $\gamma \rightarrow \varepsilon \rightarrow \alpha_{MA}$ при максимуме ε -фазы в области 10⁵ циклов, напротив, отмечается возрастание ширины линии $\beta_{(211)\alpha} \alpha_{MA}$ - мартенсита деформации, что является следствием торможения релаксации микронапряжений в α_{MA} в присутствии ε -мартенсита.

Развитие дополнительного фазового превращения $\gamma \rightarrow \alpha_{Md}$ или $\gamma \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha_{Md}$ также установлено при стендовых испытаниях холоднокатаной ленты из стали 23Х15Н5СМЗГ. Прирост α_{Md} составляет 15–20%, и соответственно приводит к увеличению значений прочности σ_{B} на 10–15%, а $\sigma_{0,2}$ на 25–30% при $\delta = 20-25\%$, как и при прокатке.

Исходная структура стали в ленте – $\gamma + \alpha_{MA} + \alpha_{OXA}$

Установлено отрицательное влияние на усталостный ресурс ленты α - мартенсита охлаждения, обнаруживаемого наряду с γ и $\alpha_{M,R}$ в структуре промышленной ленты. Это следует из сравнения результатов стендовых испытаний ленты из стали 23X15H5CM3Г со структурой $\gamma + \alpha_{M,R}$ после наработки 2600часов и со структурой $\gamma + \alpha_{M,R} + \alpha_{0x,n}$ ленты с наработкой 390часов; в первом случае $\sigma_{B} = 1800$ H/мм², $\delta = 10\%$, $\alpha_{M,R} = 73\%$; микронапряжения $\sigma_{II} = 910$ H/мм² (ширина линии $\beta_{(211)\alpha} = 25$ мрад), а во втором случае $\sigma_{B} = 1550$ H/мм², $\delta = 3\%$, микронапряжения $\sigma_{II} = 1280$ H/мм² (близки к значениям $\sigma_{0,2}$); $\alpha_{M,R} + \alpha_{0x,n} = 50\%$ (ширина линии $\beta_{(211)\alpha} = 38$ мрад). Механические свойства выше, а микронапряжения значительно ниже в ленте без $\alpha_{0x,n}$. В присутствии $\alpha_{0x,n}$ реальна опасность разрушения уже при наработке в 6 раз меньшей, чем при структуре $\gamma + \alpha_{M,R}$. Аналогичные данные о снижении усталостной прочности стали 23Х15Н5СМ3Г при наличии α_{охл} в ленте получены в результате исследования пластин торсионов снятых после эксплуатации при наработке 500ч.

Из полученных дифрактограмм видно, что в результате воздействия циклических нагрузок количество γ фазы уменьшается с 40 до 15% в результате дополнительного $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения, которое должно сопровождаться релаксацией микронапряжений (уменьшение ширины интерференционной линии (211)). Однако ширина интерференционной линии (211), α - фазы увеличивается в результате наработки, т.е. релаксация микронапряжений нивелируется процессом накопления дефектов в α - фазе. При этом отмечается уменьшение предела прочности $\sigma_{\rm B}$ и относительного удлинения δ .

Исследован механизм развития усталостного разрушения трип-сталей [2], который состоит в накоплении дефектов в аустените, фазовом превращении $\gamma \rightarrow \alpha_{MR}$, и релаксации микронапряжений в мартенсите деформации до полного исчерпания γ фазы, что приводит к разрушению. При наличии мартенсита охлаждения в этой фазе происходит накопление дефектов в процессе эксплуатации, что снижает ресурс ленты, как и в присутствии ε -фазы. Для реализации максимального ресурса холоднокатаной ленты из трип-сталей структура должна быть $\gamma + \alpha_{MQ}$ (мартенсита деформации).

Список литературы

- 1. Л.Е.Алексеева, Г.А.Филиппов и др. Патент №2204622 «Коррозионно-стойкая аустенитная трип-сталь для холодной пластической деформации и изделие, выполненное из нее» г. Москва 20 мая 2003г.
- 2. Л.Е.Алексеева, А.С.Баев, А.А.Буржанов, С.В.Михеев, Г.А.Филиппов, «Механизм усталостного разрушения трип-стали при воздействии циклических нагрузок»// «Деформация и Разрушение металлов», № 12, стр. 25-26, 2009г., изд. ООО «Наука и технологии».

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ЧАСТНЫХ РЕШЕНИЙ ДЛЯ АНАЛИЗА НАПРЯЖЁННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ СОСТАВНЫХ ПЛАСТИН И ОБОЛОЧЕК

Видюшенков С. А.¹, Соколов Е. В.²

¹ФГБОУ ВПО Петербургский государственный университет путей сообщения, ²ФГБОУ ВПО Петербургский институт машиностроения (ЛМЗ-ВТУЗ) Санкт-Петербург, Россия <u>baklava@mail.ru</u>

В случаях, когда необходимо исследовать напряжённо-деформированное состояние пластин или оболочек, состоящих из нескольких элементов, отличающихся между собой жесткостными или грузовыми характеристиками, то для обеспечения сопряжения соседних элементов друг с другом в месте их сопряжения приходиться обеспечивать равенство их силовых и деформационных характеристик.

При этом значительно увеличивается количество расчётных уравнений, с помощью которых определяются произвольные постоянные интегрирования для задач теории пластин и оболочек. Это относится к случаям, когда исходные дифференциальные уравнения удаётся свести к обыкновенным дифференциальным уравнениям. В предлагаемой работе рассматривается метод дополнительных частных решений, используя который нет никакой необходимости составлять условия сопряжения пластинки или оболочки по усилиям и деформациям. Указанный метод позволяет дифференциальные уравнения соседних участков, при условии, что они имеют один и тот же порядок, разделять между собой единичными функциями, определяемыми в точках сопряжения соседних участков. При этом, что весьма существенно, произвольные постоянные интегрирования для всех участков принимаются одинаковыми. Это становится возможным за счёт использования правил уточнения структуры всех получающихся произвольных постоянных. Полученные для каждого из участков составной пластинки или оболочки решения с помощью единичных функций объединяются в единое целое.

Пример расчета

Рассмотрим дифференциальное уравнение следующего вида:

$$\left[1-H\left(x-a\right)\right]A(y'-y)+H\left(x-a\right)B\left(y'-\frac{y}{x}\right)=D.$$
(1)

Как видим, дифференциальное уравнение первого участка имеет множитель A, а второго участка – множитель B. Нетрудно показать, что коэффициенты A и B не влияют на вид решения соответствующего однородного дифференциального уравнения, т.е. дифференциального уравнения без правой части, и входят только в соответствующее решение дифференциального уравнения от его правой части.

Поясним это на характере решений для независимых друг от друга решениях первого и второго участков.

Так для первого участка, т.е. для уравнения

$$A(y'-y)=D$$

общее решение имеет вид

$$y = Ce^x - \frac{D}{A}.$$
 (2)

Для второго участка дифференциальное уравнение представляется в форме:

$$B(y' - \frac{y}{x}) = D$$

и его общее решение записывается следующим образом:

$$y = Cx + \frac{D}{B}x\ln x.$$
(3)

С учётом решений (2) и (3) и принимая во внимание наличие единичной функции H(x-a), входящей в уравнение (1), запишем общее решение этого уравнения в таком виде:

$$y = \left[1 - H(x - a)\right] (C_1 e^{x - a} - \frac{D}{A}) + H(x - a) (C_2 \frac{x}{a} + \frac{D}{B} x \ln \frac{x}{a}).$$
(4)

Здесь в функции, содержащие произвольные постоянные C_1 и C_2 внесены дополнительные коэффициенты e^{-a} и a^{-1} , которые не изменят получающееся решение дифференциального уравнения (1), но упростят его построение. В то же время замена ln x на ln x/a получается автоматически при наличии единичной функции [1]. Для проведения дальнейших преобразований определим первую производную от функции *у* :

$$y' = [1 - H(x - a)]C_1 e^{x - a} - \delta(x - a)(\underline{C_1 e^{a - a}} - \frac{D}{A}) + H(x - a)[C_2 \frac{1}{a} + \frac{D}{B}(1 + \ln \frac{x}{a})] + \delta(x - a)[\underline{C_2 \frac{a}{a}} + \frac{D}{B}a\ln \frac{a}{a}].$$

Для определения слагаемых, содержащих дельта-функции, было использовано фильтрующее свойство дельта-функций [1, 2].

Полагая $C_1 = C_2$, получим, что подчёркнутые слагаемые в выражении для y' взаимно уничтожаются, а $\ln a/a = 0$.

Поэтому перепишем выражение для у' в такой форме:

$$y' = \left[1 - H(x-a)\right]C_1 e^{x-a} + \delta(x-a)\frac{D}{A} + H(x-a)\left[C_2\frac{1}{a} + \frac{D}{B}(1+\ln\frac{x}{a})\right].$$
 (5)

Если из соотношения (5) не исключить дополнительное частное решение, т.е. слагаемое, содержащее дельта-функцию, то при его подстановке в дифференциальное уравнение (1), получим в правой части кроме D также и слагаемое от дельта-функции. То есть получающийся при этом результат не будет являться решением дифференциального уравнения (1).

Для исключения из y' слагаемого, содержащего дельта-функцию, в формулу (4) необходимо подставить дополнительное слагаемое y_{∂} , определяемое из дифференциального уравнения

$$y' - y = e^{x} \frac{d}{dx} \left(\frac{y_{\partial}}{e^{x}} \right) = -\delta(x - a) \frac{D}{A} \rightarrow \frac{d}{dx} \left(\frac{y_{\partial}}{e^{x}} \right) = -\delta(x - a) \frac{D}{A} e^{-a} \rightarrow$$
$$\rightarrow \left(\frac{y_{\partial}}{e^{x}} \right) = -H(x - a) \frac{D}{A} e^{-a} \rightarrow y_{\partial} = -H(x - a) \frac{D}{A} e^{x - a}.$$

Подставляя функцию y_{∂} в уравнение (4), получим

$$y = [1 - H(x - a)][C_1 e^{x - a} - \frac{D}{A}] - H(x - a)\frac{D}{A}e^{x - a} + H(x - a)[C_2 \frac{x}{a} + \frac{D}{B}x\ln\frac{x}{a}].$$
 (6)

В этом случае, при уже исключенных дельта-функциях, содержащих постоянные $C_1=C_2=C$, получим

$$y' = \left[1 - H(x-a)\right]C_1e^{x-a} + \underbrace{\delta(x-a)\frac{D}{A}}_{-} - H(x-a)\frac{D}{A}e^{x-a} - \underbrace{-\underbrace{\delta(x-a)\frac{D}{A}e^{a-a}}_{-} + H(x-a)}_{-} \left[C_2\frac{1}{a} + \frac{D}{B}(1+\ln\frac{x}{a})\right].$$
(7)

Теперь, поскольку подчёркнутые слагаемые взаимно уничтожаются, то при условии $C_1 = C_2$ производная от функции *у* не содержит дельта-функций.

Покажем, что функция (6) является решением дифференциального уравнения (1), т.е. обращает его левую часть в *D*.

Подставляя выражения (6) и (7) в уравнение (1), будем иметь:

$$\begin{bmatrix} 1 - H(x-a) \end{bmatrix} A [Ce^{x-a}(1-1) + \frac{D}{A}] - H(x-a)A\frac{D}{A}e^{x-a}(1-1) + + H(x-a)B[\frac{C}{a}(1-\frac{1}{x}x) + \frac{D}{B}(1+\ln\frac{x}{a}-\frac{1}{x}x\ln\frac{x}{a})] = = \begin{bmatrix} 1 - H(x-a) \end{bmatrix} D + H(x-a)D = D.$$
(8)

Таким образом, решение дифференциального уравнения (1) определяется по формуле (6).

Покажем, что в этом случае решения в точке x = a равны как при x < a, так и при x > a.

При x = a слева от точки a, т.е. при x < a имеем:

$$y(a) = Ce^{a-a} - \frac{D}{A} = C - \frac{D}{A}.$$

При x = a справа от точки a, т.е. при x > a имеем:

$$y(a) = C\frac{a}{a} + \frac{D}{B}a\ln\frac{a}{a} - \frac{D}{A}e^{a-a} = C - \frac{D}{A}.$$

Как видим при x > a необходимо принимать в расчёт слагаемое

$$-H(x-a)\frac{D}{A}e^{x-a}$$

Следовательно, окончательно выражение для функции y целесообразно записать в такой форме

$$y = \left[1 - H(x - a)\right] \left[Ce^{x - a} - \frac{D}{A}\right] + H(x - a)\left[C\frac{x}{a} + \frac{D}{B}x\ln\frac{x}{a} - \frac{D}{A}e^{x - a}\right].$$

Таким образом, при x = a величина y равна слева и справа от точки x = a автоматически, если $C_1 = C_2$. Отсюда следует, что произвольные постоянные C_1 и C_2 равны между собой.

Список литературы

- 1. Соколов Е. В., Видюшенков С. А. Пластинки и оболочки вращения с разрывными грузовыми и жесткостными характеристиками / СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2010. 264 с.
- Видюшенков С. А., Соколов Е. В., Захаров М. В. Построение решения для круглых пластин и оболочек вращения с разрывными характеристиками методом дополнительных частных решений / Трибология и надёжность. Сборник трудов XI Международной конференции (27-29 октября 2011). – СПб.: ПГУПС, 2011. – С. 254-260

ЭЛЕКТРОННО-ИОННО-ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА СИСТЕМЫ AI-Si: СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

Петрикова Е. А., Иванов Ю. Ф., *Черенда Н. Н., *Бибик Н. В.

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия, *Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь elizmarkova@yahoo.com

Эвтектические Al–Si сплавы широко используются в литейной промышленности благодаря их низкому коэффициенту термического расширения, превосходной износостойкости и устойчивости к коррозии. Эти свойства приводят к широкому применению эвтектических Al–Si сплавов в автомобильной промышленности, особенно для поршней, блоков двигателей и головок цилиндров.

Основной недостаток силуминов – сравнительно низкие прочностные свойства, что существенно сужает сферу их применения. Имеется множество традиционных способов решения данной проблемы. Например, свойства силуминов могут быть существенно улучшены при правильном выборе технологии обработки расплава, термической обработке и определении оптимального состава сплава. Однако удовлетворение всех этих условий не в полной мере решает проблему низкого качества силуминов. Вследствие этого в последнее время появляются новые перспективные модифицирования способы силуминов, обеспечивающие высокие физикохимические характеристики сплавов. К ним относятся такие способы модифицирования, как лазерная обработка, электронно-пучковая обработка, метод оплавления электродугой в магнитном поле, атомарная обработка и некоторые другие [1, 2].

В данной работе в качестве способа модификации поверхности силумина выбрана комбинированная обработка, заключающаяся в нанесении покрытия и последующем облучении импульсным электронным пучком. Цель работы – выявление закономерностей изменения структуры системы покрытие/подложка при электронно-пучковой обработке.

Объектом исследований являлись образцы силумина эвтектического состава: 12.49 % Si, 2.36 % Mg, 0.6 % Cu, 0.35 % Ni, 0.3 % Fe, ост. Al, (в ат. %). На образцы в виде цилиндров диаметром и толщиной 10 мм вакуумно-дуговым способом нанесли сверхтвёрдое покрытие TiCuN на установке HHB-6.6-И1. Толщина покрытия ~1 мкм. Обработку образцов силумина с покрытием осуществляли импульсным электронным пучком на установке «СОЛО» при длительности импульса 150 мкс, частоте следования импульсов 0,3 с⁻¹, количестве импульсов 3 и 10, плотностях энергии 10 Дж/см² и 15 Дж/см². Облучение проводили в среде аргона при остаточном давлении 0,02 Па. Твердость исследуемых образцов измеряли на твердомере Wilson Instruments 402MVD при нагрузках 0,2 и 0,5 мН. Структуру поверхности обработки и приповерхностного слоя анализировали на сканирующем электронном микроскопе SEM-515 Philips, оснащенном микроанализатором EDAX ECON IV и просвечивающем электронном дифракционном микроскопе JEM-2100F.

В исходном состоянии (состояние перед обработкой) исследуемый силумин является структурно неоднородным материалом и по морфологическому признаку (рис. 1) и по элементному составу. Выделяются области, преобладающим элементом которых является алюминий (область №1), кремний (область №2), области, обогащенные медью и никелем (область №3), области, обогащенные магнием (область №4.1), и железом (область №4.2). Микротвёрдость образцов силумина в исходном состоянии ~1,3 МПа.



Рис. 1. Морфология структуры исходного образца

Анализ структуры покрытия, выполненный методами сканирующей и просвечивающей дифракционной электронной микроскопии показал, что его толщина составляет ~1 мкм. Основным элементом покрытия является титан, вторым металлическим элементом, способствующим формированию его нанокристаллической структуры, является медь. Концентрация меди не превышала ~12 вес.%. Сформированное покрытие имеет столбчатую нанокристаллическую структуру (рис. 2). Нанотвёрдость поверхностного слоя образца достигает ~21 ГПа.



Рис. 2. Структура покрытия TiCuN, сформированного на поверхности силумина; *a* – темное поле, полученное в рефлексах дифракционного кольца [111] TiN; *δ* – микроэлектронограмма. Просвечивающая электронная микроскопия.

После облучения столбчатая структура покрытия переходит в блочную с размерами блоков ~70 нм, блоки сформированы кристаллитами, средние размеры которых ~8 нм (рис. 3).

Обработка импульсным электронным пучком системы покрытие/подложка сопровождается формированием переходного слоя силумина, структурно-фазовое состояние которого отличается от состояния исходного материала подложки. Это выражается в формировании дендритной структуры в слое силумина, примыкающего к покрытию (рис. 4). Следовательно, происходит сплавление нанокристаллического покрытия с подложкой.

Обработка системы покрытие/подложка импульсным электронным пучком сопровождается снижением нанотвёрдости системы поверхности облучения до 16,6 ГПа (10 Дж/см², 3 имп.) и, далее, до 7,9 ГПа (15 Дж/см², 3 имп.). Данное снижение нанотвёрдости объясняется тем, что при обработке образцов с плотностью энергии 15 Дж/см² происходит частичное разрушение покрытия путем перемешивания материала покрытия с подложкой.



Рис. 3. Структура покрытия TiCuN, обработанного высокоинтенсивным электронным пучком (10 Дж/см², 3 импульса); *а* – светлопольное изображение; *б* – темное поле, полученное в рефлексах дифракционного кольца [111] TiN; *в* – микроэлектронограмма. Просвечивающая электронная микроскопия.



Рис. 4. Структура поперечного сечения системы покрытие (TiCuN)/подложка (силумин) после облучения электронным пучком с параметрами: $a - 10 \text{ Дж/см}^2$; 10 имп.; $\delta - 15 \text{ Дж/см}^2$; 10 имп.

Таким образом, в настоящей работе сформирована система покрытие (TiCuN)/подложка (силумин) и осуществлена ее обработка электронным пучком. Методами сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии проведены исследования структурно-фазового состояния поверхностного и переходного слоёв. Выявлены режимы импульсной электронно-пучковой обработки системы покрытие/подложка, использование которых сопровождается вплавлением сверхтвердого покрытия в поверхность силумина. Выполнен анализ и выявлен интервал изменения плотности энергии пучка электронов, облучение в котором сопровождается вплавлением покрынием покрытия в подложку, не разрушая покрытия.

Список литературы

- 1. Поболь И. Л. Электронно-лучевая термообработка металлических материалов // Итоги науки и техн. Сер. Металловед. и терм. обраб. / ВИНИТИ. 19890. 24. С. 99 162
- 2. Кадыржанов К.К., Комаров Ф.Ф., Погребняк А.Д., Русаков В.С., Туркебаев Т.Э. Ионнолучевая и ионно-плазменная модификация материалов. – М.: Изд-во МГУ, 2005. – 640 с.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ НЕЛИНЕЙНОЙ УПРУГОСТИ, ПОЛЗУЧЕСТИ И ДЛИТЕЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ СВИНЦА

Темнов О.В., Федоровский Г.Д.

Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, g.fed@pobox.spbu.ru

1. Благодаря своим уникальным физико-химико-механическим и другим качествам свинец является незаменимым материалом для широкого ряда изделий и технологий. Работоспособность изделий из него значительно зависит от деформативных и прочностных свойств во времени. Изучению этих свойств и их математическому моделированию посвящено значительное количество работ, но преимущественно в ограниченном интервале времени. В настоящем исследовании приведены данные длительных (до 5.6 лет) испытаний ползучести и разрушения свинца при растяжении. Предложены принциально новые аналитические уравнения определяющих деформативных и прочностных свойств материала, основанные на современной эндохронной концепции (напряженно-временном соответствии), с учетом нелинейной мгновенной упругости и нелинейной реологии, посредством «вертикального» и «горизонтального» масштабирования времени.

2. Образцы – двойные плоские лопатки изготавливали прокаткой и вырубкой из листового свинца толщиной 2 ± 0.03 мм. Основные их испытания проведены при комнатной температуре в многосекционном рамном устройстве, с нагружением образцов одинаковым или различным «живым» растягивающим грузом, с измерением перемещения меток на образце посредством перемещаемого вдоль устройства по рельсам оптического катетометра КМ-6. Относительная погрешность измерения деформации не превышала 0.1 %. При каждом уровне нагрузки проводили по 3-4 параллельных испытания, результаты которых усредняли.



Рис. 1. Экспериментальные зависимости деформации ε ползучести свинца от логарифма времени *t* при различных постоянных напряжениях σ (точки соответствуют разрушению, а прямая – приближению зависимости деформации разрушения ε_c от логарифма времени t_c)



Рис. 2. Зависимость напряжения разрушения σ_c от времени до разрушения t_c свинца в логарифмических шкалах (точки – эксперимент, прямая – приближение)

3. Ползучести исследованного нами свинца (рис. 1) в диапазоне условного напряжения: $4.1 \le \sigma \le 4.6$ МПа соответствует отмеченная в ряде работ аномальная, интенсивная в узком интервале изменения нагрузок ползучести свинца, не свойственная другим материалам. В нем время до разрушения t_c изменяется почти 5 раз (от 380 до 80 час). Зависимость напряжения разрушения σ_c от времени разрушения t_c приведена на рис. 2 (точки – эксперимент, прямая – приближение).

4. Для обобщенного анализа экспериментальных результатов применена методика «выравнивания», последовательной перекрестной обработки и усреднения основных данных рис. 1 и 2, изохронных кривых ползучести (податливости $P = \varepsilon/\sigma$), $\sigma_c - t_c$, $\varepsilon_c - t_c$ и $\sigma_c - \varepsilon_c$, – в «обычных», логарифмических и полулогарифмических шкалах. Окончательные зависимости $\lg P - t$ для каждого σ , как и $\lg(\sigma_c/\sigma_0) - \lg(t_c/t_0)$, оказались прямыми. Невязка полученных усредненных данных эксперимента с аналитическим описанием не превышает ±3–5 %.

5. В широкой области изменения параметров испытаний, вплоть до разрушения, при постоянных значениях условного напряжения $\sigma(t) = const$ к материалу применимы эндохронные уравнения нелинейной ползучести с мгновенной нелинейной упругостью экспоненциально - показательного вида:

$$\mathcal{E}(t,\sigma) = P(t,\sigma)\sigma = P_0(\sigma)P_t(t,\sigma)\sigma = P_0(\sigma)P_t(\xi)\sigma, \qquad (1)$$

где $P(0,\sigma) = P_0(\sigma)P_t(0) = \frac{1}{E(\sigma)} = \exp(ab^{\sigma})$ – «мгновенная» податливость (нелинейная модулем $E(\sigma)$, a = -6.79 и b = 0.945 – постоянные); упругость с $P_t(t,\sigma) = \frac{P(t,\sigma)}{P_0(\sigma)} = \exp[c\xi(t,\sigma)] = \exp[cg(\sigma)t] = P_t[\xi(t,\sigma)] - \text{временная часть податли$ вости ($P_t(0) = 1$), ξ – обобщенное время, а $g(\sigma) = d^{\sigma-1}$ – его «простой» (зависящий лишь от σ), показательного вида масштаб. $g(\sigma_*) = 1$ в области линейной ползучести, при $\sigma \le \sigma_i = \sigma_* = 1$ МПа, $c = 6.49 \cdot 10^{-6}$ и d = 8.935 – постоянные. Константы a, b, c и d соотношения (1) получены при σ , ε и t: МПа, безразмерной форме и в часах, соответственно. В (1) вместо ε, t и σ можно использовать безразмерные величины $\varepsilon/\varepsilon_0$, $t/t_0 \sigma/\sigma_0$, как на рис. 1 и 2. Соотношение (1) может быть тождественно записано и в традиционной форме суммы упругой деформации и деформации $\varepsilon_{y} = P_{0}(\sigma)P_{t}(0)\sigma = P_{0}(\sigma)\cdot 1\cdot\sigma,$ ползучести: $\varepsilon = \varepsilon_v + \varepsilon_n$, где а $\varepsilon_n = P_0(\sigma) [P_t(\xi) - P_t(0)] \sigma = P_0(\sigma) [P_t(\xi) - 1] \sigma$. В области линейной ползучести $P_t(\xi) = \exp(c\xi) = P_t(t) = \exp(ct)$. Поскольку эта область соответствует малым напряжениям, то в ней допустимо ограничиться мгновенной линейной упругостью и принять $P_0(\sigma)P_t(0) = const = P_0^l = \exp(ab) = 1.63 \cdot 10^{-3}$ (МПа⁻¹); $E_0^l = 613$ МПа. Таким образом $\varepsilon(t,\sigma) = P(t)\sigma = P_0^l \cdot P_t(t)\sigma$. При использовании «вертикального» и «горизонтального» масштабов (1) может быть также записано в формулировке:

$$\varepsilon(t,\sigma) = g_{\nu}(\sigma) \cdot P_t(\xi_h) \cdot \sigma = g_{\nu}(\sigma) \cdot P_t[g_h(\sigma) \cdot t] \cdot \sigma, \qquad (2)$$

где $g_v(\sigma) = P_0(\sigma)$, $\xi_h = \xi$, $g_h(\sigma) = g(\sigma)$.

Следовательно, основными определяющими параметрами уравнений (1) и (2) является квазилинейная временная составляющая $P_t(\xi)$ податливости уравнений в пространстве обобщенного времени $\xi_h = \xi$ с «простым», зависящим лишь от напря-

жения σ , «горизонтальным» масштабом времени $g_h(\sigma) = g(\sigma) = d^{\sigma-1}$, и множитель к $P_t(\xi) - g_v(\sigma) = P_0(\sigma)$ – безразмерный «вертикальный» масштаб – дополнительно корректирующий функцию $P_t(\xi)$, однозначно описывающий также мгновенную нелинейную упругость. Определяющие функции $P_t(\xi)$ ($P_t(t)$), $g_h(\sigma) = g(\sigma)$ и $g_v(\sigma) = P_0(\sigma)$ (рис. 3) находят по кривым $P(t,\sigma) = \varepsilon(t)/\sigma$, построенным в соответствии с рис. 1, по методике п. 4. Горизонтальные начальные участки масштабов рис. 3 относятся к области линейной упругости и ползучести.



Рис. 3. Определяющие функции деформативности свинца: $P_t[lg(t/t_0)], lg g_h(\sigma)$ и $lg g_v(\sigma)$



Рис. 4. Точка ($\sigma_{c(*)}, t_{c(*)}$) кривой длительной прочности (рис. 2) при $t_{c(*)}$ =100 час и зависимость логарифма масштаба g_c от σ

6. В соответствии с рис. 2 уравнение длительной прочности имеет степенную зависимость

$$\sigma_c = q(t_c)^r \,. \tag{3}$$

Здесь σ_c и t_c напряжение и время разрушения; q = 6.9 и $r = -8.787 \cdot 10^{-2}$ – постоянные, полученные при вышеупомянутых размерностях σ_c , ε_c и t_c .

«Обратное» (3) соотношение – для времени до разрушения - имеет вид

$$t_c = \left(\frac{\sigma_c}{q}\right)^{\bar{r}}.$$
(4)

Эндохронная модификация уравнения (4) может быть представлена выражением $\xi_c = g_c(\sigma) t_*,$ (5)

где $\xi_c = t_c$ – время до разрушения при данном σ , а $t_* = t_{c(*)}$ – любое, произвольно выбранное, время до разрушения при некотором другом σ_* . Полученный по (4) и (5), масштаб g_c имеет степенную форму:

$$g_c(\sigma) = \frac{t_c(\sigma)}{t_{c(*)}(\sigma_*)} = \left(\frac{\sigma_c}{\sigma_{c(*)}}\right)^{\frac{1}{r}}, \ g_c(\sigma_{c(*)}) = 1.$$
(6)

На рис. 4 изображена точка кривой длительной прочности свинца $\sigma_c(\xi_c)$ при $t_{c^{(*)}}=100$ час ($\sigma_{c^{(*)}}=4.6$ МПа), а также зависимость логарифма масштаба g_c от напряжения σ при данном нормировочном значении $\sigma_{c^{(*)}}$.

ОСОБЕННОСТИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ, ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ПО ЖЕСТКОСТИ ОДНОРОДНЫХ И СОСТАВНЫХ ПОЛОС ЭЛАСТОМЕРОВ С РАЗРЕЗОМ

*Федоровский Г.Д., *Мальков В.М. **Петрова Г.П., *Темнов О.В. *Евтихеев В.Е.

^{*}Санкт-Петербургский госуниверситет, ^{**}Институт синтетического каучука им. акад. С.В. Лебедева <u>g.fed@pobox.spbu.ru</u>

1. Разработано огромное количество эластомеров (резин), которые благодаря своим разнообразным и уникальным физико-механическим свойствам имеют многогранные применения для большого класса изделий (пневматических сооружений и конструкций, разделителей сред, мембран, амортизаторов и изоляторов, водолазных костюмов, различной одежды, обуви, масок, перчаток и многих других ответственных и бытовых изделий), работающих в различных средах и, во многих случаях, значительных (порядка 1000 %) деформациях. На технологию изготовления изделий и эксплуатационные свойства существенно влияют нелинейные механические свойства эластомеров, конфигурация изделий, наличие в них концентраторов типа отверстий, разрезов, разрывов как и условия работы изделий. Известны исследования механических свойств многих эластомеров. Экспериментально изучено механическое состояние при одноосном и двуосном растяжении в области больших упругих деформаций однородных тонких пластин из синтетического каучука СКУ-6 с круговыми отверстиями, центральными и боковыми трещинами, выполненное поляризационно-оптическим методом. Целью данной работы являлась разработка, создание и надежное сравнительное экспериментальное исследование деформирования при растяжении, вплоть до разрушения, однородных и составных образцов-полос из различных по жесткости и прочности эластомеров, при отсутствии или наличии центрального, симметричного поперечного разреза, совпадающего с границей стыка составных частей в случае составной полосы, при использовании существенно усовершенствованного метода сеток по сравнению с известными.

2. Применен наиболее стабильный к старению материал СКЭПТ (синтетический каучук этиленпропиленовый тройной). С целью получения прозрачных пластин с различной стойкой структурой, для его вулканизации был использован пдк (перекись декумила) при трех уровнях его процентного содержания от веса СКЭПТ (0.6, 1 и 2 %). СКЭПТ содержал 40 % полипропилена, 58 этилена и немного (2 %) энб (этиленнорбермена), инициирующего вулканизацию посредством пдк. После отработки технологий были изготовлены однородные пластины с толщиной порядка 1 мм, размером 120х120 мм и составные пластины из частей по 120х60 мм, – путем совулканизации заготовок, позволившей получить прочность соединения не уступающую прочности каждой части.

3. Механические характеристики эластомеров были определены по данным растяжения со скоростью 100 мм/мин на установке «Поляни» ИСК вырубленных из пластин тонких кольцевых образцов с диаметрами наружного и внутреннего контура $d_{\mu} = 19$ и $d_{e} = 15$ мм, надетых на захваты установки – ролики диаметром 5 мм. Эта методика получения диаграммы растяжения и разрыва материала имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с испытанием образцов типа двойной плоской лопатки, в том числе, благодаря простоте изготовления и подготовки кольцевого образца к испытанию, как и простоте автоматизации получения данных измерений. Результаты испытаний на кольцевых образцах и двойных плоских лопатках показали
их близость в большей части интервала испытаний. Диаграммы растяжения показали заметную зависимость механических характеристик от весового процентного содержания пдк в эластомерах. На каждой из диаграмм условно были выделены три основных участка, характеризующих различное состояние структуры каждого СКЭПТ при деформировании: I – область энергетической упругости (ε ≤ 0.3–0.4, ε – относительная деформация); II – область высокоэластической упругости (0.3–0.4≥ ε ≤ 1); III - участок упрочнения (предразрушения) ($1 \ge \varepsilon \le \varepsilon_m$); и разрушения ($\varepsilon \ge \varepsilon_m$), соответствующий ограничению растяжения полимерной сетки структуры, накоплению повреждений перед разрывом материала и разрыву. Материалы проявили существенную физическую нелинейность – в первом приближении нелинейную упругость, т.к. величина остаточных деформаций (после разрыва) оказалась незначительной. Модуль E_2 существенно, в 13 – 3 раза, меньше E_1 ; с ростом содержания пдк E_1 возрастает в полтора раза, а E_2 – в шесть раз; ε_{III} уменьшается, σ_{III} увеличивается в два раза; ε_n и σ_n уменьшаются, соответственно, в четыре и два раза. Кардинально, до 11 раз отличается истинное напряжение σ^{ист} от условного σ. При росте пдк характеристики разрушения убывают: ε_p равно 9.8 (980 %), 5.8 и 2.7; σ_p соответствует 4.35, 2.50 и 2.02 МПа; а σ_p^{ucm} достигает значений 47, 17 и 8 МПа.

4. Были разработаны и изготовлены устройство вырезания образцов-полос размером 120х40 мм из пластин СКЭПТ 120х120 мм, приспособление пробивки в них отверстий для зажимов и кондуктор для крепления зажимов. Создана и применена новая эффективная методика нанесения на полосы (пластины) сеток методом точечного испарения поверхности материала, вызванного воздействием импульсного лазера, посредством компьютеризированной лазерной установки, оборудованной трехмерным с шаговыми двигателями координатным столом, на котором располагают образец. Глубина испарения нанесенных на эластомеры сетки была ~ 10-20 мкм. Ширина линии на эластомерах ~ 80 мкм (0.08 мм). На средние части образцов-полос были нанесены сетки размером 40х40 мм с квадратной ячейкой в 1 мм. Нанесение сквозного, срединного поперечного разреза на полосах осуществлялось обычным бритвенным лезвием толщиной 0.1 мм. Из него вырезали режущие элементы, один из которых помещали в пробойник. Приставив перпендикулярно режущий элемент пробойника к образцу на определенную линию сетки, в частности, в месте стыка составной пластины, уточнив расположение элемента посредством увеличительной лупы, производили пробивку полосы. Длина острой части режущего элемента была 14 мм. При затуплении режущий элемент заменяли.

5. Спроектировано и изготовлено устройство кареточного типа растяжения через захваты однородных и составных образцов-полос эластомеров с отсутствием и наличием симметричного поперечного разреза, совпадающего с границей стыка составной полосы в случае составного его строения. Для регистрации приложенного к образцу усилия на корпусе устройства закреплен пружинный динамометр на 10 кгс с ценой деления 0.1 кг, соединенный с одним из захватов. Другой захват соединен с приспособлением для его перемещения, с целью деформирования образца. Исследовали полосы длиной l < 120 мм, шириной b = 40, толщиной h = 0.7-0.9 и длиной поперечного разреза a = 14 мм. Регистрацию деформированного состояния полос «в целом» (по захватам) проводили по миллиметровой шкале, а в рабочей зоне (длиной 40 мм) – по нанесенным на поверхность полос сеткам, посредством цифрового фотоаппарата «Konica Minolta Dimage Z 5», преимущественно, в макро-режиме с высоким разрешением. При проведении опыта, для выполнения измерений и фотографирования, производилось постепенное растяжение образца с временной фиксацией длины механическим стопором.

Определение напряжений в областях условно «чистого» растяжения (областей удаленных от разреза и в его вершинах) было выполнено по диаграммам растяжения материалов при использовании значений деформации, установленных по сетке. Коэффициент концентрации напряжений K в вершинах разреза находили как отношение напряжения в вершине к номинальному напряжению (в удаленной области). Время испытания зависело от приводимых измерений и фотографирования и составило от единиц до десятков минут, соответственно, для жестких и более податливых эластомеров.



Рис. Вид перед разрушением однородной полосы СКЭПТ с наименьшим содержанием пдк, с поперечным разрезом

6. Установлено, что деформирование полос с однородным строением целиком и полностью зависит от структуры материала полосы. Общая деформация и локальная (в случае разреза), также как среднее и местное осевое напряжение, существенно возрастают с уменьшением жесткости (уменьшением значения пдк). Граница разреза в наименее жестком образце при постепенном деформировании трансформировалась в горизонтально ориентированный эллипс, круг и в вертикально ориентированный эллипс, а, затем, произошел поперечный разрыв образца, приблизительно по линии разреза. В области растяжения границ эллипсов и круга (у горизонтальных полюсов - вершин разреза) наблюдалась сильная вытяжка, постепенное разрушение, а в области сжатия (в вертикальных полюсах) – различной формы потеря устойчивости. По мере увеличения жесткости полосы граница разреза в момент разрушения достигала лишь форму все более узкого горизонтального эллипса. Потеря устойчивости в сжатых зонах была незначительной и отсутствовала у наиболее жесткого материала. По мере увеличения жесткости эластомера граница разрыва становилась все менее извилистой и, наконец, приняла форму правильной поперечной поверхности. Перед разрушением полос с разрезом коэффициенты концентрации напряжений в вершинах разреза достигали больших значений (условные порядка 3,4–7.5). Происходил постепенный разрыв полос в вершинах разреза – увеличение «разреза» за счет разрушения в его вершинах вдоль разреза. После окончательного разрыва полос произошло относительно быстрое и значительное восстановление их первоначальных размеров. Через несколько суток – практически полное.

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЧЕТЫРЕХКОМПОНЕНТНЫХ СПЛАВОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ Ni_{2+x-y}Fe_yMn_{1-x}Ga

Файзуллин Р. Р., Бучельников В. Д., Дробосюк М. О., Соколовский В. В., Таскаев С. В.

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия, fayzullinrr@gmail.com

В последние годы вырос интерес к сплавам Гейслера Ni–Mn–Ga, обладающим такими свойствами как гигантский магнитокалорический эффект (МКЭ) и эффект памяти формы. В данных сплавах фазовый переход из высокотемпературной (аустенитной) фазы в низкотемпературную (мартенситную) фазу может сопровождаться серией межмартенситных превращений с появлением модуляции кристаллической решетки. Эксперименты показывают, что последовательность фазовых переходов и тип модуляции кристаллической решетки существенно зависят от композиции сплавов. Из ранних работ также известно, что в сплавах Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga при $x = 0,18\div0,27$ имеет место связанный магнитоструктурный переход (рис.1) [1].



Допирование Ni–Mn–Ga атомами Fe, несомненно, улучшает механические свойства сплава, однако, примесные атомы существенно влияют на магнитные и магнитокалорические свойства. В данной работе мы экспериментально изучали четырех компонентные сплавы Ni_{2+x-y}Fe_yMn_{1-x}Ga, где x =0,19; y = 0,01; 0,02; 0,03; 0,04 и x = 0,27; y =0, 0,03; 0,06; 0,09; 0,12.

Поликристаллические слитки, с номиналами Ni_{2+x-y}Fe_yMn_{1-x}Ga (x = 0,19; y = 0,01; 0,02; 0,03; 0,04 и x = 0,27; y = 0, 0,03; 0,06; 0,09; 0,12) были изготовлены методом дуговой плавки. Слитки были отожжены в течение 9 дней и закалены в холодной воде, затем из средней части слитков были вырезаны образцы размерами: $8 \times 4 \times 2$ мм. В процес-

се плавки усадка составила менее 0,2 %, поэтому предполагается, что реальные композиции соответствуют своим номиналам.

Измерения МКЭ проводились с помощью установки фирмы АМТ&С (Россия) [2]. В данной установке адиабатическое изменение температуры образца ΔT_{ad} регистрировалось прямым методом с помощью термопары. Магнитное поле до 2 Тл создавалось постоянным Хальбач магнитом и измерялось датчиком Холла. Сигналы с термопары и датчика Холла регистрировались одновременно, что позволяло измерять ΔT_{ad} в зависимости от внешнего магнитного поля *H*. Температуры фазовых переходов были определены из низкополевых температурных зависимостей намагниченности, измеренных с помощью оригинальной установки на основе эффекта Холла.

Из экспериментальных измерений магнитной восприимчивости получены температуры магнитного и структурного фазовых переходов. Результаты показали, что частичное замещение Ni атомами Fe в сплавах Ni_{2,19-x}Fe_xMn_{0,81}Ga (x = 0,01; 0,02) приводит к снижению температуры связанного магнитоструктурного фазового перехода. Начиная с x = 0,03, фазовые переходы протекают раздельно, и температура мартенситного превращения уменьшается, в то время как температура Кюри увеличивается (рис.2*a*). Кривая намагниченности для сплава Ni_{2,18}Fe_{0,01}Mn_{0,81}Ga имеет характерный пик и гистерезис, похожая зависимость наблюдается для сплава Ni_{2,18}Mn_{0,82}Ga (рис.2*б*, *в*).



Рис.2 *а*) Фазовая диаграмма для $Ni_{2,19-x}Fe_xMn_{0,81}Ga$ (x = 0;0,01; 0,02; 0,03; 0,04); Температурные зависимости низкополевой намагниченности; δ) $Ni_{2,18}Fe_{0,01}Mn_{0,81}Ga; \epsilon$) $Ni_{2,18}Mn_{0,82}Ga$ [1].

Температурная зависимость низкополевой намагниченности для сплава $Ni_{2,27-x}Fe_xMn_{0,73}Ga$ (x = 0; 0,03) представлена на рис. 3a, δ . Кривые имеют качественное сходство, однако видно, что температура связанного магнитоструктурного перехода существенно ниже в случае x = 0,03. Так, на представленной фазовой диаграмме (рис.3a), видно, что при увеличении концентрации атомов Fe до x = 0,06, температура перехода уменьшается. При концентрациях Fe $x = 0,06 \div 0,12$ температура фазового перехода возрастает, причем в сплаве $Ni_{2,15}Fe_{0,12}Mn_{0,73}Ga$, магнитный и структурный переходы разделяются.



Рис. 3. Температурные зависимости низкополевой намагниченности *a*) Ni_{2,27}Mn_{0,73}Ga [1]; *б*) Ni_{2,24}Fe_{0,03}Mn_{0,73}Ga; *в*) Фазовая диаграмма для Ni_{2,27-x}Fe_xMn_{0,73}Ga (*x* = 0;0,03; 0,06; 0,09; 0,12).

Так же для сплавов Ni_{2+x-y}Fe_yMn_{1-x}Ga (x = 0,19; y = 0,01; 0,02; 0,03; 0,04 и x = 0,27; y = 0, 0,03; 0,06) были получены температурные зависимости МКЭ, примеры зависимостей представлены на рис. 4.



Рис. 4. Магнитокалорический эффект в сплавах Ni_{2,19-x}Fe_xMn_{0,81}Ga при изменении магнитного поля 2 Тл. *a*) *x* = 0,01; 0,02; *б*) *x* = 0,04.

Из представленных графиков видно, что МКЭ имеет максимальные значения в таких сплавах, в которых магнитные и структурные переходы происходят одновременно. Следует отметить, что для сплавов Ni_{2,19-x}Fe_xMn_{0,81}Ga (x = 0,01; 0,02) кривые охлаждения и нагревания не совпадают, то есть имеет место гистерезис. Так, для сплава Ni_{2,18}Fe_{0,01}Mn_{0,81}Ga, соответствует пик с максимальным значением $\Delta T_{ad} \approx 1,3$ К, T = 333 К при нагревании и $\Delta T_{ad} \approx 1,6$ К, T = 325 К при охлаждении (рис.4а). Гистерезис связан с магнитоструктурным фазовым переходом, который является фазовым переходом 1 рода. Разница в пиковых значениях МКЭ, измеренного при нагревании и охлаждении (рис. 4, а), обусловлена выделением скрытой теплоты при экзотермическом процессе (аустенит — мартенситное превращение) [3].

Напротив, в случае Ni_{2.19-x}Fe_xMn_{0.81}Ga (x = 0,04), мы видим, что кривые нагрева и охлаждения совпадают. Это указывает на магнитный фазовый переход второго рода. На представленной фазовой диаграмме (рис.2а) мы можем наблюдать, что в Ni_{2,15}Fe_{0,04}Mn_{0,81}Ga магнитный и структурный фазовые переходы происходят при различных температурах. В этом случае значение МКЭ несколько меньше (рис.4б), чем в случае Ni_{2,19-x}Fe_xMn_{0.81}Ga (x = 0,01; 0,02).

Исследованные сплавы с эффектом памяти формы и большим магнитокалорическим эффектом являются важными, с точки зрения использования в устройствах, работающих на принципе магнитного охлаждения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 10-02-96020-р-урал, 11-02-00601, 10-02-92110 и гранта Президента РФ МК-6278.2012.2

Список литературы

- 1. V.V. Khovaylo, et al, Phys. Rev. B 72 (2005) 224408.
- Y.I. Spichkin, et al, Proc. 3rd IIF-IIR Intern. Conf. Magnetic Refrigeration at Room Temperature, IIF/IIR (2009) 173.
- 3. V.V. Khovaylo, et al, Phys. Rev. B 78 (2008) 060403(R).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЖАРОПРОЧНОГО НИКЕЛЕВОГО СПЛАВА ПОСЛЕ ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Давыдов Д.И., Степанова Н.Н., Ригмант М.Б., Казанцева Н.В.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург <u>davidov@imp.uran.ru</u>

Жаропрочные никелевые сплавы применяются для изготовления турбинных лопаток стационарных газотурбинных установок, длительно работающих в широких интервалах температур и напряжений. Основными фазами таких сплавов являются твердый раствор на основе никеля и упрочняющая фаза на основе интерметаллида Ni₃Al со сверхструктурой типа $L1_2$ (γ' -фаза). Кроме интерметаллидной γ' -фазы также присутствуют карбиды (MeC и Me₂₃C₆), которые выделяются на границах и внутри зерен в виде включений.

Магнитные методы неразрушающего контроля широко используются в промышленности для оценки работоспособности деталей, но никогда не применялись для изделий из жаропрочных никелевых сплавов. Интерметаллическое соединение Ni₇₅Al₂₅ является слабым ферромагнетиком с температурой Кюри T_c = 41 К. Все фазы сплава и при комнатной температуре, и в интервале рабочих температур находятся в парамагнитном состоянии. Жаропрочные сплавы имеют низкое значение магнитной восприимчивости (порядка 10⁻⁴).

Материал турбинных лопаток после длительной эксплуатации по стандартному режиму (в течение десятков тысяч часов) остается в парамагнитном состоянии. Стандартный режим характеризуется тем, что рабочие лопатки никогда не эксплуатируются на верхнем пределе рабочего интервала температур сплава, из которого они изготовлены. Для лопаток из сплава ЧС-70ВИ (40 % γ'-фазы), имеющего верхний предел 900°С, рабочей температурой, как правило, является 800°С. В настоящее время в энергетике активно предпринимаются попытки повышения мощности и к.п.д. газотурбинных установок. В частности экспериментальная турбина ГТЭ-45-3 Якутской ГРЭС имеет мощность в четыре раза больше серийных турбин, что достигается повышением рабочей температуры с 800°С до 880°С и скорости вращения с 3000 до 5300 об/мин. При работе по такому режиму сплав ЧС-70ВИ оказывается в экстремальных условиях по температуре и уровню напряжений.

Целью данной работы являлось изучение фазовой и структурной стабильности сплава ЧС-70ВИ в ходе эксплуатации; установление причин появления деформационно-индуцированного магнетизма в жаропрочном сплаве с упрочняющей фазой на основе интерметаллида Ni₃Al.

При исследовании лопатки, работавшей по экспериментальному режиму, установлено повышение магнитной восприимчивости χ ее материала. Измерения выполнены при комнатной температуре с помощью измерителя магнитной проницаемости ИМПАС-1. Увеличение магнитной восприимчивости различно в различных частях детали, максимальные значения получены для спинки пера (его выпуклая часть). Перо лопатки подвергалось одновременному действию высокой температуры и напряжений (растягивающих и знакопеременных при вибрации). Известно, что напряжения максимальны в спинке пера. В замке лопатки, подвергавшемуся в основном тепловому воздействию, значения магнитной восприимчивости не изменились по сравнению с исходным состоянием до эксплуатации. Изменение χ на два порядка можно интерпретировать, как «образование в сплаве при деформации порядка 1 % дисперсной ферромагнитной фазы». Однако общее представление о процессе деформации жаропрочного сплава не предполагает образования каких-либо новых магнитных фаз. Остается открытым вопрос о том, что может быть структурным объектом, ответственным за появление ферромагнитных свойств у никелевого сплава.

Структура исследованной лопатки из сплава ЧС-70ВИ за время эксплуатации (9300 ч) по экспериментальному режиму подверглась ряду необратимых изменений. В замке лопатки под действием температуры происходит коагуляция частиц γ' -фазы, каких-либо дефектов внутри частиц не выявлено. В спинке лопатки (выпуклая часть пера), где напряжения максимальны, видны как полосы скольжения, так и сверхструктурные дефекты упаковки (СДУ). Чем выше степень деформации, тем больше СДУ в сплаве, тем выше магнитный эффект. Все это дает основание полагать, что именно в зонах СДУ формируются области, ответственные за появление ферромагнитных свойств.

В случае пересечения дефектов упаковки, лежащих в трех различных плоскостях, могут образовываться объемные тетраэдры дефектов упаковки. Эти дефектные образования появляются за счет сдвига и поворота атомных слоев и являются зонами нарушенного порядка с возможностью формирования в них кластеров с повышенной концентрацией атомов никеля. Расположение атомов никеля внутри такой области не является регулярным и не приводит к появлению самостоятельных отражений на дифракционной картине. После отжига образцы, вырезанные из спинки пера, возвращаются в парамагнитное состояние.

Повышение уровня напряжений и температуры при экспериментальном режиме работы лопатки ставит сплав на предел его возможностей, в этом случае по мере длительного высокотемпературного нагружения развивается деформация упрочняющей фазы. Образование устойчивых дефектов внутри γ' -фазы свидетельствует об ее разупрочнении. Интерметаллид приближается по своим механическим свойствам к твердому раствору и перестает выполнять функцию упрочняющей фазы. Наблюдается корреляция между количеством структурных дефектов в различных частях турбинной лопатки и значением магнитной восприимчивости. Это открывает возможность применения методов магнитного неразрушающего контроля для оценки стабильности структурного состояния лопатки в процессе ее эксплуатации по экспериментальному режиму.

Работа выполнена при поддержки гранта РФФИ № 11-02-12189.

РАВНОВЕСНЫЕ И ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОБСТВЕННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ВАНАДИИ

Чернов В.М.¹, Романов В.А.², Сивак А.Б.³, Сивак П.А.³

¹ОАО «ВНИИНМ», Москва, Россия, <u>chernovv@bochvar.ru;</u> ²ГНЦ РФ «ФЭИ», Обнинск, Россия; ³НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Радиационно-стойкие жаропрочные и жаростойкие малоактивируемые сплавы ванадия являются перспективными конструкционными материалами для ядерных и термоядерных реакторов. Однако, разработка таких сплавов сдерживается недостаточностью знания о механизмах и характеристиках образования и эволюции собственных точечных дефектов (СТД: вакансии, межузельные атомы) в ванадии и его сплавах. До настоящего времени в литературе активно обсуждаются альтернативные модели, предсказывающие существенно различные качественные и количественные характеристики СТД в ванадии (V).

В настоящей работе на основе ранее разработанной модели переходных металлов (В.А. Романов, А.Б. Сивак, В.М. Чернов, 2006 г.) разработан полуэмпирический потенциал межатомного взаимодействия в ванадии (V). Для модельного кристаллита V (периодические граничные условия, микроканонический ансамбль с постоянными значениями количества атомов N, объёма V_{cr} и энергии E) и предложенного потенциала методами молекулярной статики (МС-метод) и молекулярной динамики (МДметод) исследованы характеристики СТД в стабильных и метастабильных положениях и температурные зависимости коэффициентов диффузии в диапазонах (1200-2200) К для вакансии и (300-2000) К для СМА. Определение положения СТД проводилось путём анализа числа атомов в ячейках Вигнера–Зейтца по всему кристаллиту. Рассчитывались коэффициент диффузии D^d дефекта и коэффициент диффузии меченых атомов при миграции дефекта D^* (коэффициент самодиффузии в расчёте на один дефект). Кореляционный фактор при миграции единичного выделенного дефекта f^d рассчитывался как отношение коэффициента диффузии D^d к коэффициенту диффузии D^{RW}, вычисленному с использованием приближения случайных блужданий дефекта. Корреляционный фактор меченых атомов $f^{tr}(T)$ определялся как отношение рассчитанных МД-методом коэффициентов диффузии $D^{*}(T)$ и $D^{d}(T)$.

Наиболее энергетически стабильной конфигурацией СМА является <110> гантель с энергией образования 3.165 eV. Самой неустойчивой является конфигурация <111> краудиона с энергией образования 3.596 eV, которая является седловой точкой при миграции <111> гантели. Миграция <110> гантели может происходить по механизмам (с учётом ближайших соседей – БС):

- Механизм I. Наименьший энергетический барьер (0,168 eV) имеет миграция <110> гантели, которая происходит путём перемещения центра масс гантели в один из ближайших узлов решётки с поворотом её оси на 60°.

- Механизм II. Следующий энергетический барьер (0.207 eV) имеет миграция <110> гантели в позицию 2-го БС через октаэдрическую конфигурацию СМА с промежуточной реориентацией <110> гантели в <100> гантель.

- Механизм III. В этом случае миграция происходит путём скачка <110> гантели в позицию 2-го БС (барьер 0.342 eV), но, в отличие от механизма II, скачок идёт через тетраэдрическую конфигурацию СМА без промежуточной реориентации в <100> гантель. Кроме того, возможна миграция СМА вдоль <111> направлений по краудионному механизму с энергией миграции 0.013 eV. Для реализации этого механизма необходимо, чтобы предварительно произошла реориентация <110> гантели в <111> гантель с энергией реориентации 0.418 eV, что существенно превышает энергию миграции по механизму I. Вклад краудионного механизма в коэффициент диффузии СМА становится заметным лишь при достаточно высоких температурах (T > 560 K).

Температурные зависимости частоты скачков СМА в позиции 1-х и 2-х БС рассчитаны МД-методом в интервале 300 K < T < 2000 K. Зависимость для частоты скачков в 1-е БС можно описать двумя аррениусовскими зависимостями:

 $v_1(T) = 8.68 \cdot 10^{13} \exp(-(0.176 \text{ eV})\beta) \text{ s}^{-1}$ для 300 K < T < 550 K,

 $v_1(T) = 1.62 \cdot 10^{13} \exp(-(0.097 \text{ eV})\beta) \text{ s}^{-1}$ для 550 K < T < 2000 K.

Аналогично зависимость для скачков во 2-е БС можно описать двумя аррениусовскими зависимостями:

$$v_2(T) = 9.01 \cdot 10^{11} \exp(-(0.212 \text{ eV})\beta) \text{ s}^{-1}$$
для 300 K < T < 1200 K,
 $v_2(T) = 3.00 \cdot 10^{12} \exp(-(0.339 \text{ eV})\beta) \text{ s}^{-1}$ для 1200 K < T < 2000 K

Рассчитанные МД-методом эффективные энергии миграции СМА в позиции 1-х и 2-х БС при низких температурах составляют 0.176 eV и 0.212 eV, соответственно. Эти величины практически совпадают с рассчитанными значениями статических энергетических барьеров для процессов миграции СМА по механизму I (0.168 eV) и механизму II (0.207 eV), соответственно. При более высоких температурах реализуются процессы реориентации <110> гантели в <111> гантель с последующей быстрой миграцией по <111> направлениям (краудионный механизм). В результате вклада этого механизма миграции эффективная энергия активации диффузии СМА уменьшается до ~ 0.1 eV при T > 600 K.

При T > 1200 К эффективная энергия миграции СМА в позиции 2-х БС растёт до величины 0.339 eV. Это значение близко к величине статического энергетического барьера для миграции СМА по механизму III (0.342 eV).

Температурные зависимости коэффициентов диффузии вакансии D_{Vac}^{RW} , D_{Vac}^{d} и D_{Vac}^{*} , рассчитанные МД-методом в диапазоне 1200 К < *T* < 2200 К, хорошо описываются соотношениями Аррениуса ($\beta = (k_B T)^{-1}$; k_B – постоянная Больцмана):

$$D_{Vac}^{RW}(T) = 3.89 \cdot 10^{-3} \exp(-(0.484 \text{ eV})\beta) \text{ cm}^2/\text{s},$$

$$D_{Vac}^{d}(T) = 2.49 \cdot 10^{-3} \exp(-(0.478 \text{ eV})\beta) \text{ cm}^2/\text{s},$$

$$D_{Vac}^{*}(T) = 1.34 \cdot 10^{-3} \exp(-(0.450 \text{ eV})\beta) \text{ cm}^2/\text{s},$$

Анализ распределения длин скачков вакансии в области высоких температур (T > 1500 K) показал, что, помимо обычного механизма миграции вакансии в позиции 1-ых БС, активируются дополнительные механизмы диффузии, при которых вакансии совершают скачки в позиции 3-х и 5-х БС. Температурные зависимости частоты скачков и их аппроксимации соотношениями Аррениуса даёт значения энергий активации 0.455 eV, 1.123 eV и 1.809 eV для скачков вакансии в позиции 1-х, 5-х и 3-х БС, соответственно. Величина энергии активации для скачков вакансии в позиции в позицию 1-ых БС согласуется с соответствующей величиной, полученной МСметодом (0.423 eV). Незначительное различие этих энергий может быть объяснено вкладом при высоких температурах ангармонических эффектов. Подавляющий

вклад в диффузию вакансий вносят скачки в позиции 1-х БС.

Проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными и с результатами других теоретических расчётов и сделаны выводы для кристалла ванадия (V) и характеристиках СТД его кристаллической решётки:

1. Наиболее предпочтительной представляется концептуальная модель кристалла ванадия, в основании которой лежат базисные свойства его СТД:

- миграция вакансии (Vac) имеет место на стадии III отжига облучённых образцов, экспериментально наблюдаемой при (170–200) К с энергией активации $E_{Vac}^{M} = (0.45 \pm 0.05) \text{ eV};$

- энергия образования вакансии находится в пределах $E_{Vac}^{F} = (2.6 \pm 0.2) \text{ eV};$

- свободная миграция наиболее стабильной конфигурации СМА имеет место на стадии I_E отжига, наблюдаемой при температуре (70 – 90) К с энергией активации $E_{Sta}^M = (0.19 \pm 0.03)$ eV.

- наиболее вероятной стабильной конфигурацией СМА является <110> гантель.

2. МС-методом получены характеристики СТД в кристалле V при T = 0:

 $E_{Vac}^{F} = 2.785 \text{ eV}, \ E_{Vac}^{M} = 0.423 \text{ eV}, \ E_{SIA}^{F} = 3.165 \text{ eV}, \ E_{SIA}^{M} = 0.168 \text{ eV}.$

3. МД-методом рассчитаны температурные зависимости частоты скачков и коэффициентов диффузии в диапазонах (1200–2200) К для вакансии и (300–2000) К для СМА. Получены аналитические выражения, аппроксимирующие расчётные значения температурных зависимостей коэффициентов диффузии СТД и корреляционных факторов.

4. Рассчитанная МД-методом энергия миграции вакансии (0.45 eV) близка к величине, рассчитанной МС-методом (0.423 eV). Рассчитанные для вакансии энергии образования и миграции хорошо согласуются с результатами анализа значительного массива экспериментальных данных и расчётов по теории функционала электронной плотности (ТФЭП).

5. Температурная зависимость коэффициента диффузии СМА не является линейной в координатах Аррениуса. При температурах выше 550 К механизм диффузии СМА является смешанным и характеризуется наложением краудионного механизма и трёхмерного механизма миграции <110> гантельной конфигурации СМА в позиции ближайших соседей. С уменьшением температуры от точки плавления до 300 К эффективная энергия миграции СМА возрастает от 0.1 eV до 0.2 eV. При температурах ниже 550 К доминирующим является механизм трёхмерной диффузии <110> гантельной конфигурации СМА. Вычисленная энергия миграции СМА при низких температурах (0.2 eV) согласуется с энергией активации миграции СМА, оценённой по температуре стадии отжига I_E в V (~ 80 K), и с результатами измерений. На стадии I_E имеет место миграция стабильной <110> гантельной конфигурации СМА, а метастабильные <100> или <111> гантели мигрируют при низких температурах (T < 10 K) с низкими энергиями активации (меньше ~ 0.02 eV).

6. Результаты для энергии миграции и симметрии стабильной конфигурации СМА качественно не согласуются с результатами имеющихся ТФЭП-расчётов Результаты ТФЭП не могут рассматриваться как достоверные в отношении диффузионных и кристаллографических характеристик различных конфигураций СМА (сильно возмущающих решётку и электронную структуру) в немагнитных переходных ОЦК металлах.

КРИТЕРИИ ОЦЕНКИ ПРОЦЕССОВ ДИФФУЗИИ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛАХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ АКУСТОМИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ

Кустов А.И.*, Мигель И.А

^{*}Воронежский государственный педагогический университет, Военный авиационный инженерный университет (Воронеж), akvor@yandex.ru

Как было показано в ряде наших более ранних работ [1-3], АМД-методы чувствительны к трансформации фазовой и зеренной структур металлических материалов при внешних воздействиях. К таким характерным воздействиям относятся и процессы диффузии. Целью настоящих исследований была оценка с помощью САМ диффузионных процессов и их влияния на упруго-механические характеристики сталей. В качестве модельных использовались процессы цементации и азотирования. Предварительные расчёты показали, что применение таких АМД-методов как акустическая визуализация и V(Z) – кривых должны обеспечить обнаружение зависимостей упругих свойств образцов материалов от параметров воздействия, а также измерение значений v_R скоростей ПАВ и упругих модулей (*E* и *G*) и их использование для оценки интересующих нас свойств.

В качестве объектов исследований использовались образцы сталей в виде параллелепипедов с размерами < $10x8x5 \text{ мм}^3$. Поверхность полировалась до шероховатостей, не превышающих по высоте 1 мкм. После соответствующей обработки образец зондировался либо с рабочей поверхности, либо с поверхности, перпендикулярной к ней. Цементация проводилась при температурах выше 940° С, когда аустенитная структура достаточно устойчива и растворяет углерод в большом количестве. При этом опытным путём было установлено, что от поверхности вглубь образца концентрация углерода снижается с ~1,1 до ~0,11%. При этом падает и твердость с ~60 до ~30 *HRC*.

В процессе использования АМД-методов необходимо было рассмотреть, как меняется структура стали и значения v_R и $\Delta V/V\%$ при цементации и азотировании, а также оценить перспективность разработанных методов определения толщины диффузного слоя по значениям v_R . Стандартные толщины составляют 500–1200 мкм при временах выдержки ~ 5–15 час. На рис.1 приведено акустомикроскопическое изображение, демонстрирующее возможность визуализации микроструктуры стали 25ХГТ, подвергнутой цементации в течение 14 часов. При этом сохраняется возможность оценки размеров зерен, их формы, а значит, и прочностных свойств материала. В принципе, режим визуализации позволяет при изучении нормального среза определить глубину диффузного слоя по характеру наблюдаемой структуры. Однако более надежно такую задачу можно решить с использованием метода V(Z) – кривых.

При мартенситно-аустенитной структуре цементованного слоя надежность и долговечность изделия определяется размером зерна. В частности, для измельчения зерна, используют поверхностную индукционную закалку. Изменение размера зерна в стали 20ХГНМАЮ в зависимости от режимов обработки и времени цементации, наблюдаемое с помощью САМ, демонстрируется на рис. 2. Верхняя кривая соответствует медленному охлаждению с 1270°С, а нижняя – предварительной закалке с 1270°С и отпуску при 650°С. При увеличении времени выдержки при цементации в структуре увеличивается доля мартенсита, которая может доходить у сталей этого типа до 40–60%. На рис.3 представлена полученная с помощью САМ зависимость υ_R от времени цементации в пределах используемого практически диапазона в стали

30ХГТ. Она дает принципиальную возможность оценки акустомикроскопическим методом доли аустенита в приповерхностном слое.



Рис. 1. АМД-изображение структуры стали после цементации (H_2O , Z = -23 мкм, масштаб 40 мкм/дел.).



Рис. 3. Зависимость скорости ПАВ в стали 30ХГТ от времени (*t*) цементации.



Рис. 2. Зависимости размера зерна (*D*) от времени цементации (т) для стали 20ХГНМАЮ



Рис.4. Изменение скорости (υ_R) ПАВ в стали в зависимости от глубины (h) слоя цементации

Важной характеристикой материалов при диффузионной обработке является толщина слоя и значения его упруго-механических параметров. Необходимо знать не только среднее значение параметров, но и их локальные флуктуации. Для этой цели прост и нагляден метод *акустомикроскопической визуализации*. Ещё меньше ограничений имеет метод V(Z) – кривых. Он позволяет проводить измерения, например v_R , на всей площади растра и достигать глубин исследования в несколько сотен микрометров. На рис.4 представлены результаты определения значений скорости ПАВ в стали 20Х2Н4А в зависимости от расстояния до поверхности образца. При времени цементации ~ 4 час и температурах ~950–960°C значение v_R поднялось с обычных (2,93–2,97) 10^3 м/с до 3,26 10^3 м/с на поверхности объекта исследований. При этом толщина цементированного слоя, в котором значение скорости ПАВ остается практически неизменным, составила ~500 мкм. Лежащие более глубоко слои (~ 300 мкм) являются переходными от металла с высокой степенью цементации к металлу, не подвергшемуся этому процессу.

Если задаться величиной v_R на поверхности объекта, полученной после диффузионной обработки, и считать глубиной слоя толщину материала с отличием скорости ПАВ в пределах 1–2%, можно с помощью САМ получить зависимости глубины от времени обработки (τ). Практически важно знать, какова толщина слоя, образованного в материале в результате процесса диффузии. Для стали 20Х2Н4А был получен ряд кривых, аналогичных приведенной на рис.4. Приняв за критерий однородности уровень в 2%, по этим кривым оценивали глубину слоев диффузии, и по полученным данным для времени выдержки от 3 до 18 часов строили соответствующую зависимость. Она представлена на рис. 5 и демонстрирует близкий к линейному рост *h* от τ примерно до 10 часов выдержки. При дальнейшем увеличении времени, по крайней мере, последующие 10 часов, роста глубины слоя цементации не наблюдается. Для приведенных кривых толщина слоя азотирования составляет 16–20 мкм.



Рис. 5. Зависимость глубины (*h*) цементованного слоя от времени выдержки при цементации



Рис. 6. Зависимость скорости ПАВ от глубины азотированного слоя

При проведении процессов азотирования получена зависимость UR для стали 30ХГТ, алогичная процессам цементации. Образцы данной стали подвергали процессу азотирования в течение 9 часов при температурах 565-575°C. При этом замеренная на поверхности образцов твердость достигала значений 760-780 HV. Затем, по уже рассмотренной выше методике, измеряли UR при изменении расстояния от поверхности (*h*). Для этого сорта стали, при описанных выше условиях азотирования, слой с измененными упруго-механическими характеристиками оказался почти на порядок глубже и составил 260–290 мкм (рис.6). Представленная зависимость UR от *h* демонстрирует, что примерно до глубин в 300 мкм скорость ПАВ меняется слабо, хотя все же ближе к поверхности имеет более высокие значения. На глубинах 300-500 мкм наблюдается линейный спад скорости, составляющий приблизительно 10%. В конце данного участка, т.е. с глубин в 450–470 мкм значения UR достигают величин, характерных для материала не подвергнутого азотированию. Как и в случае с процессом цементации акустомикроскопические методы обеспечивают достаточно точное определение толщины слоя азотирования. Применив такую методику, т.е. получив набор из 8 кривых, аналогичных приведенной на рис. 5, при различных временных параметрах, можно получать зависимости толщины азотированного слоя от времени проведения процесса.

Таким образом, при изучении и характеризации диффузионных процессов в сталях с помощью АМД-методов показано, что

- возможно прямое наблюдение трансформации структуры слоев диффузии с использованием режима визуализации, а также удается проводить мониторинг изменения размеров зерна и значений скорости ПАВ по параметру времени процесса;

- имеется возможность определения толщины диффузионных (цементированных, азотированных) слоев в зависимости от характеристик процессов – температур обработки, длительности выдержки, химического и фазового состава материалов.

- 1. Кустов А.И. // "Физика и химия стекла", 1998. т.24. №6. с.817-824.
- Budanov A.V., Kustov A.I., Migel I.A. Hydrogen materials science and chemistry of metal hydrides, NATO Science Series, II. Mathematics, Physics and Chemistry, ed. M.D.Hampton, Dm. Schur, vol. 71, 2002, p.131-140.
- 3. Кустов А.И., Мигель И.А.. // Материаловедение, №2 (155), 2010, с. 9 14.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ДЕФЕКТНОСТИ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ИХ РАЗРУШЕНИЯ АМД-МЕТОДАМИ

Кустов А.И.*, Мигель И.А

*Воронежский государственный педагогический университет, Россия Военный авиационный инженерный университет (Воронеж), Россия akvor@yandex.ru

Одним из определяющих факторов по отношению к свойствам материала и объекта исследований в целом являются дефекты, их физическая природа, размеры, распределение в объеме или на поверхности. В наших более ранних работах рассмотрены различные дефектные структуры в материалах, находящихся в конденсированном состоянии. Прежде всего, это упругие неоднородности и микротрещины в стёклах, металлах, полупроводниках, границы зёрен, включения [1–3]. Настоящая работа посвящена изучению влияния дефектности структуры керамик, получаемых с использованием технологии спекания, на вероятность их разрушения. В результате специальной термомеханической обработки материал содержит структурированную систему пор, оказывающих существенное воздействие на его свойства. Такие объекты представляют самостоятельный интерес для изучения физико-механических характеристик и являются моделью для изучения влияния системы дефектов на них.

Главная задача работы – доказательство эффективности разработанных акустомикроскопических методов (АМД) исследований в процессе визуализации и характеризации как структуры самого материала, так и системы дефектов в нём. Оценка параметров материала, его свойств проводилась как по акустомикроскопическим изображениям, так и по значениям U_R скорости ПАВ в образце или уровню их затухания ($\Delta V/V$ %). Полученные экспериментально или рассчитанные характеристики дополняют друг друга, обеспечивая достоверность результатов исследований.

На рис.1 представлен пример визуализации структуры керамики на различной глубине от поверхности образца. Именно эти слои, имеющие толщину до ~100 мкм и непосредственно прилегающие к поверхности играют ведущую роль в обеспечении требуемого уровня свойств материала.



Рис. 1. Акустическое изображение строения пьезокерамики ЦТС-19 на глубине ~32 мкм (частота 404 МГц, Нg, размер по горизонтали 250 мкм)

Акустомикроскопические изображения подтверждают, что режим визуализации позволяет непосредственно оценить процент пористости, и рассчитать плотность материала. С последней характеристикой связаны значения скорости распространения в образце акустических волн (АВ). Эта связь позволила нам разработать АМД-метод определения плотности (или пористости) по рассчитанным значениям U_R. Одна из полученных экспериментально V(Z)-кривых для пьезокерамики типа ЦТС представлена на рис.2. Наличие системы пор, а также её характеристики влияют на два основных параметра V(Z)-кривых – высоту главного

максимума и расстояние ΔZ_N между осцилляциями, определяющее значение υ_R . Таким образом, фиксируя υ_R или $\Delta V/V\%$ можно различать материалы с различными системами дефектов.

Керамики ЦТС – типичный продукт порошковых технологий. Его изготовление, синтез и отжиг позволяют получить относительно изотропный материал. Степень изотропности определяется масштабом области изучения исследовательского прибора. Из литературных данных [4,5], а также из результатов авторских экспериментов известно, что ЦТС-пьезокерамики имеют зернистое строение. При этом размеры зерен варьируются в пределах 3 – 20 мкм (см., например, рис.1).

Рис. 3 демонстрирует возможность изучения с помощью САМ зависимости пористости материала (в данном случае пьезокерамики ЦТС-22) от температур отжига. Послойная визуализация строения керамики до глубин в несколько десятков микрометров позволяет определять пористость и связанную с ней плотность образцов. Найденная таким образом суммарная пористость образцов в зависимости от температур синтеза и отжига лежала в пределах от 5–12 до 35–40 %, что в целом соответствует приводимым в литературе значениям. Оценка размера зерна керамики по акустическому снимку дает величины 5–12 мкм, что соответствует средним размерам зерна, определенным другими методами (например, оптическим методом при дополнительном травлении границ зерен 5% HC1 с несколькими каплями HF и увеличении 2000^x).



Рис. 2. Экспериментальная кривая для ЦТС-35 (ацетон, масштаб по горизонтали 5,2 мкм/дел., $\Delta Z_{\rm N} = 10,09$ мкм, $\upsilon_{\rm R} = 2,29 \cdot 10^{-3}$ м/с).



Рис. 3. Зависимость пористости образцов ЦТС-22 от температур отжига ($T_{\text{отж}}$, K).

Как сама экспериментальная кривая, так и её анализ с помощью тренда позволяют выбирать оптимальные для достижения характерных значений θ % температуры отжига. Для представленной на рис.3 зависимости эти температуры составляют 1550–1570 К. При этом одновременно проводились измерения различных физикомеханических характеристик пьезокерамики – υ_R , $\Delta V/V$ % и др. Результаты измерений для ЦТС-22 представлены на рис. 4. Они показывают наличие похожей зависимости с экстремальными значениями в той же области температур (1520–1560 К).

Измерения υ_R проводились на пластинах из ЦТС-35 с размерами (6х6х1) мм³ и ЦТС-22 диаметром 10 мм и толщиной до 2 мм. Образцы для исследований изготавливались из керамической шихты с использованием в качестве связующего 5%-го раствора поливинилового спирта в воде. Прессование производилось при значении давления ~10⁸ Па. По результатам измерения плотность θ_n составляла 25–30% ($\theta_{omkp.} \approx \theta_n$; $\theta_{aakp.} \approx 2-3\%$). Для удаления связывающего вещества применялся отжиг при температурах ~ n:10³К. При этом полная пористость θ_n повышалась на 2–3%.

Однако для всесторонней и полной оценки дефектных структур в материале недостаточно уметь рассчитывать ряд, пусть важных характеристик. Влияние дефектов на физико-механические свойства объективно оценивается по величине диспер-

сии свойств. При работе в режиме сигнала строки, или при сканировании линзы вдоль выбранного направления получаются наборы параметров, наглядно характеризующих однородность материала [6].



Рис. 4. Зависимость UR от температур отжига для ЦТС-22



Рис. 5. Гистограмма изменения свойств вдоль направления Х

Например, на рис.5 представлена гистограмма для уровня затухания ПАВ в зависимости от координат линзы. Выбор шага для измерений обусловлен размерами зерна (определенными по акустическим изображениям) и размерами минимального пятна (~ $6\lambda_R$) акустического пучка. Расчётное значение дисперсии в этом случае составило D = 9,89 и может служить параметром однородности материала после той или иной его обработки.

Самые же интересные резуль-

таты были получены нами при анализе влияния дефектности на вероятность разрушения образцов при механических испытаниях. Они продемонстрировали, что существует чёткая корреляционная связь между пористостью и плотностью образцов, рассчитанных методами акустомикроскопической дефектоскопии и значениями прочностных характеристик, рассчитанными другими способами, в том числе и разрушающими.

Приведенные результаты, на наш взгляд, убедительно показывают возможность анализа дефектных структур и их влияния на физико-механические свойства твердотельных материалов с помощью АМД -методов.

- 1. Кулаков М.А., Морозов А.И. // Акуст. Журнал. Т. XXXI. вып.6. 1985.С.817-820.
- 2. Wilson R. G., Weglein R. D. // Appl. Phys. 1994. V. 55. N 9. P. 3261-3275.
- 3. Кустов А.И. //"Физика и химия стекла", 1998 т.24 №6 с.817-824.
- 4. Окадзаки К. Технология пьезоэлектрических диэлектриков//М., Энергия., 1976, 336 с.
- 5. Скороход В.В. Физико-механические свойства пористых материалов//Киев.,Наук. дум., 1977, 120с.
- 6. Kustov A.I., Migel I.A. // Materials of the V International scientific conference "Strength and fracture of materials and constructions", Orenburg, 2008, vol.1, p.p.200-206.

О ВОЗМОЖНЫХ РАЗРУШЕНИЯХ ЗУБОВ

Демидова И.И.

Институт математики и механики СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия <u>maria_ib@mail.ru</u>

Зубы и кости челюсти, соединенные периодонтальной тканью, мягкие ткани, различные сосуды образуют зубочелюстную систему (ЗЧС). Основная функция ЗЧС - формирование пищевого комка, которое происходит в результате механических движений жевательных мышц, приводящих в действие нижнюю челюсть и способствующих работе слюнных желез.



Рис. 1. Параметры, влияющие на функционирование ЗЧС

Если из окружающей среды организм берет энергию, пищу, подвергается воздействию агрессивных сред AM, изменениям температуры ΔT , то организм на ЗЧС передает внутренние дополнительные факторы: химические вещества *Chs*, жевательное давление *P*, физиологическое давление p_2 , температуру организма *T*, агрессивные среды AM_0 , вырабатываемые организмом. Заметим, что величина давления p_2 , жевательная сила *P*, температура тела *T* (*t*) зависят еще от состояния всего организма О и окружающей среды *M*, т.е. функция состояния ЗЧС

$$Z(t) = F(\mathbf{O}, M),$$

а состояние организма N(O) от состояния окружающей среды M. Следовательно, Z – многопараметрическая функция, зависящая от внешних и внутренних факторов, изменяющихся во времени,

 $Z(z_i, t) = F\{ N [Chs, P, p_2, T(t), AM_0, M, ...], M ([\Delta T, p_1, AM,...], t\}.$ При этом отметим, что для всех параметров существуют свои границы изменений

$$** (* [] *) ** \beta_{k**} < \beta_k < \beta_k * < \beta_k **, \alpha_{ki} ** < \alpha_{ki} * < \alpha_{ki} < \alpha_{ki} * < \alpha_{ki} **,$$

где параметры с одной звездочкой характеризуют пределы нормального функционирования живой системы, а с двумя – критические значения, выход за которые грозит либо снижением ее активности, либо прекращением ее существования. Индексом *i* обозначены индивидуальные значения живой системы, которые могут различаться на порядок.

Значения параметров β_k , α_{ki} зависят от времени, при этом изменение параметров α_{ki} начинается с момента формирования системы t_0 . Многие величины изменяются в достаточно узкой области. Так, температура *T* в организме изменяется в пределах 5°С, пульпа отмирает при перегреве на 5°С. Индивидуальное давление p_2 не должно изменяться больше, чем на 200 мм рт. ст. Жевательная нагрузка находится в пределах от 200H для резца до 800H (1200H) для моляров, горизонтальная же составляющая *Px*, действующая на зуб, на порядок меньше, чем давление *P*. При естественном жевании эта нагрузка незначительна и действует циклически с большим отдыхом, способствуя перераспределению давления в периодонтальной ткани ПТ. Но при постоянном действии *Px*, например, при использовании зуба в качестве опоры моста протеза, изменяется напряженное состояние в зубочелюстном сегменте и возможно появление воспалительных процессов в ПТ и окружающих тканях.

С точки зрения механики деформируемого твердого тела ЗЧС - сложная составная композитная конструкция, в которой механические свойства тканей изменяются на несколько порядков и во времени. Из анализа свойств тканей ЗЧС формулируются критерии прочности тканей.

Материал	<i>Е</i> , МПа	σ _p , МПа	σ _с , МПа	ν	α, 10 ⁻⁶
Эмаль	$(0,28-8)^{-1}10^{3}$	1,1–34	130-380	0,28-0,31	10–12
Дентин	$(1,4-19)^{-10^3}$	2–104	230-310	0,31	7 – 8
Кость челюсти: компактная	2.10^{4}	40–50	_	0,3	
спонгиозная	5 ⁻ 10 ³	10–20	10-20	0,32	
Периодонтальная ткань	2,5–6.8	2,4–8	_	0,45	
Пульпа	3.10-3			0,45	
Десна	19,9			0,4	

Таблица. Механические свойства ЗЧС

Для определения напряженно - деформированного состояния в ЗЧС применяются математическое и физическое моделирования. При математическом моделировании используются как наиболее простые модельные задачи из курсов механики деформируемого твердого, так и метод конечных элементов. А при физическом моделировании применялись поляризационно - оптические методы: фотоупругости и фототермовязкоупругости, с помощью которых были решены как изотермические, так и неизотермические задачи ползучести.

Показывается, что для твердых тканей необходимо в конструкциях зубов определять области с растягивающими напряжениями.

Приводятся примеры возможных разрушений зубов, в частности, при температурных изменениях (рис. 2 и при скачках давления в ПТ и действия горизонтальной нагрузки (рис. 3).



Рис. 2. Трещины в виде лунок (*a*); Кариес в зубе в виде «белого пятна» (*б*); Интерфереционная картина полос после неоднородного охлаждения (*в*)



Рис. 3. Интерференционная картина в модели моляра при действии давления в ПТ (a); Интерференционная картина в консоли, возникновение изгиба в зубе, и разрушение зуба при люксации (δ)

Ставится задача о пломбировании полости показывается, что пломбировочный материал должен быть композиционным материалом. Обсуждаются вопросы разрушения конструкции «зуб-пломба».

Список литературы

- 1. Демидова И.И. Напряжения в составных моделях. Сб. материалов конф. X1X Петербургские чтения по проблемам прочности. СПб. 2010 С.209-210
- 2. Демидова И.И., Улитовский С.Б. Способ диагностики заболевания пародонта. Патент РФ № 1621140 Изобретения. 1993. №22. c15

ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В СИСТЕМАХ С ПОРОГОВЫМ МЕХАНИЗМОМ ДЕФОРМАЦИИ.

Дешевых В.В., Кульков В.Г.

Филиал МЭИ в г. Волжском, Россия deshevyh@list.ru

Микропластическая деформация зачастую имеет пороговый характер. Это означает, что она начинается после достижения величины внешнего напряжения критического значения. Диссипация энергий внешних колебаний имеет место только при закритических значениях приложенного к системе внешнего напряжения. Подобная картина может возникнуть, например, в кристалле с закрепленными дисклокациями. При этом критическое напряжение является напряжением отрыва дислокационной линии от центров. В рассматриваемом здесь случае границы зерна, содержащей параллельные протяженные поры цилиндрической геометрии. пороговый характер проскальзывания по границе обусловлен необходимостью зарождения вблизи пор зернограничных дислокаций [1], их последующего движения и аннигиляции.



Рис. 1. Временная зависимость: 1 – внешне напряжение $\sigma(t)$; 2 – скорость проскальзывания $\upsilon'(t)$, без учета напряжения ступенек; 3 – смещение верхнего зерна относительно нижнего u(t); 4 – сдвиговое напряжение ступенек – sgn $u \cdot \sigma_1$; 5 – полное действующее напряжение сдвига $\sigma + \sigma_1(t)$; 6 - скорость проскальзывания $\upsilon(t)$, с учетом напряжения ступенек.

В результате такого процесса поперечное сечение поры претерпевает изменение своей геометрии, образуя ступеньки свободной поверхности. Другими словами, пора разрезается пополам и обе части смещаются относительно друг друга. При этом длина границы, заключенной между порами уменьшается на величину ступенек. Из анализа энергии системы между двумя порами найдем появляющееся при этом сдвиговое напряжение ступенек –sgn $u \cdot \sigma_1$, где $\sigma_1 = (2\gamma_0 - \gamma)/l$, γ_0 и γ – удельные энергии свободной поверхности и границы зерна, l – протяженность сегмента, u – смещение верхнего зерна относительно нижнего.

На рис. 1 изображены графики зависимостей внешнего напряжения, напряжения ступенек и скорости проскальзывания от времени. Скорость проскальзывания зерен, представленная кривой 6, будет отлична от нуля только в случае превышения полного напряжения порогового значения. Полное напряжение равно сумме внешнего напряжения и напряжения ступенек.

Как видно из рисунка, в области низких частот связь между скоростью проскальзывания $\upsilon(t)$ и полным напряжением $\sigma(t)$ можно принять линейной с коэффициентом пропорциональности, равным подвижности границы *I*. Таким образом, с учетом напряжений от ступенек, а также внешнего и порогового напряжений получим выражение:

$$\upsilon(t) = I(\sigma_0 \cos \omega t - \overline{\sigma} - \sigma_1 \operatorname{sgn} u), \qquad t_1 < t < t_2.$$
(1)

Величина внутреннего трения находится из выражения

$$Q^{-1} = \frac{\Delta W}{2\pi W},\tag{2}$$

где ΔW – энергия, рассеянная за цикл, $W = \sigma_0^2 V / 2\mu$ – максимальная упругая энергия, V – объем зерна, μ – модуль сдвига. Для нахождения ΔW необходимо найти работу внешнего напряжения $\sigma(t) = \sigma_0 \cos \omega t$ за время одного периода на площади границы *S*.

$$\Delta W = S \int_{t_1}^{t_2} \sigma(t) \upsilon(t) \quad dt = \sigma_0 I S \int_{t_1}^{0} \cos \omega t \left(\sigma_0 \cos \omega t + \sigma_1 \right) \quad dt + \sigma_0 I S \int_{0}^{t_2} \cos \omega t \left(\sigma_0 \cos \omega t - \sigma_1 \right) \quad dt$$

$$(3)$$

Пределы интегрирования определяются из соотношений $\sigma_0 \cos \omega t_1 + \sigma_1 = \overline{\sigma}$ и $\sigma_0 \cos \omega t_2 - \sigma_1 = \overline{\sigma}$, что дает

$$t_1 = \frac{1}{\omega} \arccos \frac{\overline{\sigma} - \sigma_1}{\sigma_0} < 0 \quad \text{if } t_2 = \frac{1}{\omega} \arccos \frac{\overline{\sigma} + \sigma_1}{\sigma_0} > 0.$$
(4)

Подставляя (4) в (3) и учитывая выражение для σ_1 , получаем при $\overline{\sigma} > \sigma_1$:

$$Q^{-1} = \frac{\chi I \mu}{2\pi\omega d} \left(\arccos \frac{\overline{\sigma} + \sigma_1}{\sigma_0} + \arccos \frac{\overline{\sigma} - \sigma_1}{\sigma_0} + \frac{\overline{\sigma} + \sigma_1}{\sigma_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\overline{\sigma} + \sigma_1}{\sigma_0}\right)^2} + \frac{\overline{\sigma} - \sigma_1}{\sigma_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\overline{\sigma} - \sigma_1}{\sigma_0}\right)^2} \right) + \frac{\chi I \mu \sigma_1}{\pi\omega d\sigma_0} \left(\sqrt{1 - \left(\frac{\overline{\sigma} - \sigma_1}{\sigma_0}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{\overline{\sigma} + \sigma_1}{\sigma_0}\right)^2} \right),$$
(5)

при $\overline{\sigma} < \sigma_1$:

$$Q^{-1} = \frac{\chi I \mu}{2\pi\omega d} \left(\arccos \frac{\overline{\sigma} + \sigma_1}{\sigma_0} - \arccos \frac{\overline{\sigma} - \sigma_1}{\sigma_0} + \pi + \frac{\overline{\sigma} + \sigma_1}{\sigma_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\overline{\sigma} + \sigma_1}{\sigma_0}\right)^2} - \frac{\overline{\sigma} - \sigma_1}{\sigma_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\overline{\sigma} - \sigma_1}{\sigma_0}\right)^2} \right) + \frac{\chi I \mu \sigma_1}{\pi\omega d\sigma_0} \left(\sqrt{1 - \left(\frac{\overline{\sigma} - \sigma_1}{\sigma_0}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{\overline{\sigma} + \sigma_1}{\sigma_0}\right)^2} \right) \right)$$
(6)

где $S_V = \chi_d'$, а χ – геометрический фактор.

Рассмотрим некоторые частные случаи выражений (5) и (6).

1) $\overline{\sigma} + \sigma_1 << \sigma_0$. При этом выполнено также соотношение $\overline{\sigma} - \sigma_1 << \sigma_0$. Разлагая (5) и (6) в ряд по малому параметру, получим выражения для величины внутреннего трения:

$$Q^{-1} = \frac{\chi I \mu}{2\omega d} + \frac{2\chi I \mu \overline{\sigma} \sigma_1^2}{\pi d \omega \sigma_0^3}.$$
 (7)

В этом случае первое слагаемое выражения соответствует фону внутреннего трения [2]. При этом $I = I_0 \exp\left(-\frac{A}{kT}\right)$, где A – энергия активации, k константа Больцмана, T – термодинамическая температура. Второе слагаемое обусловлено наличием пороговой величины напряжения и исчезает вместе с ним.

2) $\sigma_1 = 0$, $\overline{\sigma} > 0$. При таких значениях напряжений процесс приобретает исключительно пороговый характер. Воспользовавшись выражением (5), получим значение внутреннего терния:

$$Q^{-1} = \frac{\chi I \mu}{\pi \omega d} \left(\arccos \frac{\overline{\sigma}}{\sigma_0} + \frac{\overline{\sigma}}{\sigma_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\overline{\sigma}}{\sigma_0}\right)^2} \right).$$
(8)

В случае малых $\overline{\sigma}$ выражение (8) принимает вид:

$$Q^{-1} = \frac{\chi I \mu}{\pi \omega d} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{2}{3} \left(\frac{\overline{\sigma}}{\sigma_0} \right)^3 \right).$$
(9)

Из (9) видно, что повышение порогового напряжения приводит к уменьшению рассеянной энергии.

Описанный механизм проскальзывания без учета напряжения ступенек σ_1 не обязательно связан с рассмотренным случаем пористой межзеренной границы, а имеет более широкое применение. В полученных формулах в этом случае достаточно исключить σ_1 .

Таким образом, в работе найдены выражения для величины внутреннего трения для процессов для процессов микропластической деформации с пороговым значением напряжения.

- 1. Ovid'ko I.A., Sheinerman A.G. Dislocation emission from nanovoids in single-phase and composite nanocrystalline materials // Rev. Adv. Mater. Sci. № 11. 2006. P. 46-55.
- Золотухин И.В., Калинин Ю.Е. О высокотемпературном фоне внутреннего трения в кристаллических и аморфных твердых телах // ФТТ. 1995. т. 37. В. 2. С. 536-545.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ УЛЬТРАЗВУКА НА РАБОТУ ИСТОЧНИКА ФРАНКА-РИДА В КРИСТАЛЛАХ ТИПА NaCl

Манухина Д.В., Потапов А.Е., Лосев А.Ю., Супрун И.В.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал, Калуга, РФ dragonfly0516@mail.ru

Изменение системы структурных дефектов под влиянием высокочастотных колебаний ультразвукового диапазона приводит к изменению и макроскопических физических свойств материалов. Детальное исследование процессов, происходящих в ультразвуковом поле, важно для оценки срока службы материалов и приборов, содержащих твердотельные элементы. Энергия ультразвуковой волны не может вызывать повреждений структуры совершенных бездефектных участков кристалла. Однако, этой энергии достаточно для того, чтобы произошли изменения дефектной структуры. В реальных кристаллах, которые в своем исходном состоянии содержат дислокации, под действием ультразвука могут происходить как изменение состояния дефектов (линейных и точечных), так и образование новых [1]. Одним из механизмов размножения дислокаций в ходе пластической деформации кристаллических твердых тел является источник Франка-Рида.

В данной работе методом компьютерного моделирования исследовались особенности генерации дислокаций источником Франка-Рида в условиях сложнонагруженного состояния образца, под действием постоянного во времени поля напряжения (создаваемым либо внешней нагрузкой, либо упругим полем структурных дефектов) и напряжением, изменяющимся во времени по гармоническому закону (ультразвуковое поле). Источником Франка-Рида служил дислокационный сегмент, закрепленный на дислокациях леса. В качестве объекта исследования были выбраны кристаллы NaCl, подвергающиеся высокочастотным колебаниям в килогерцовом диапазоне частот.

Компьютерное моделирование процесса генерации дислокаций источником Франка-Рида в условиях сложнонагруженного состояния выполнялось в три этапа:

1. В плоскости источника действуют постоянная и знакопеременная составляющие нагрузки, а дислокации леса неподвижны.

2. На дислокационный сегмент действует постоянная нагрузка, а на дислокации леса – ультразвук, в результате чего центры закрепления сегмента совершают колебания.

3. На дислокационный сегмент действуют постоянная и знакопеременная составляющие силы; дислокации леса совершают вынужденные колебания под действием ультразвука.

В последнем случае ультразвуковое поле оказывает влияние и на дислокационный сегмент, и на дислокации леса, при этом важную роль играют фазовые соотношения колеблющихся дислокаций.

В рамках данный работ рассмотри только первый этап моделирования работы источника Франка-Рида. В плоскости дислокационного сегмента, служащего источником, нагрузка имеет две составляющие: постоянную σ_{const} и меняющуюся во времени по гармоническому закону $\sigma_0 \sin \omega t$, тогда силу, действующую в плоскости источника, можно представить в виде суммы двух слагаемых: $f = b\sigma_{const} + b\sigma_0 \sin(\omega t)$. Началом работы источника Франка-Рида считается момент, при котором дислокационный сегмент теряет устойчивость. В присутствии только ультразвукового воздействия данное условие является только необходимым, при комплексном нагружении

при $\sigma_{const} > \sigma_0$, данное условие является не только необходимым, но и достаточным. Если же на сегмент действует только постоянная внешняя нагрузка, то напряжение потери его устойчивости равно $\sigma_{\kappa p} = \frac{Gb}{l}$. Таким образом, значение критического напряжения, при котором срабатывает источник Франка-Рида в условия воздействия только постоянной нагрузки, зависит от длины закрепленного дислокационного сегмента как 1/l.

Серия компьютерных экспериментов показала, что при добавлении ультразвуковой компоненты значение постоянной составляющей действующего внешнего напряжения σ_{const} , уменьшится по сравнению с σ_{kp} , а зависимость от длины источника будет аналогичной. Причем чем больше будет амплитуда ультразвука при постоянной частоте (f = 60кГц), тем меньше будет величина σ_{const} (рис. 1). В работе [1] экспериментально показано, если величина σ_{const} будет принимать нулевое значение (на закрепленный дислокационный сегмент действует только ультразвук), то источник Франка-Рида будет генерировать дислокационные петли только в условиях воздействия ультразвуковой компоненты.



Рис. 1. Зависимость внешнего действующего напряжения σ_{const} , необходимого для срабатывания источника Франка-Рида, от длины дислокационного источника и амплитуды действующего ультразвука

При таком нагружении вокруг источника Франка-Рида генерируется ансамбль из пар разноименных дислокаций, которые будут аннигилировать. Если в условиях сложнонагруженного состояния будет выполняться условие: $|\sigma_{const} - \sigma_0| < \sigma_{\kappa p}$, то будут генерироваться одноименные дислокации только в один из полупериодов ультразвука. Поэтому вокруг закрепленного дислокационного сегмента могут создаваться ансамбли одноименных дислокаций, которые не будут аннигилировать после снятия ультразвукового воздействия. Что объясняет факт накопления одноименных дислокаций в ультразвуковом поле только в один из двух его полупериодов, экспериментально обнаруженный Моттом [2].

В работе [1] экспериментально исследовалась работа источника Франка-Рида под действием ультразвука в поле границы блока. Авторы установили, что момент срабатывания источника Франка-Рида кроме амплитуды ультразвука определяется и его частотой, так как при своем движении дислокация испытывает сопротивление кристаллической решетки, в связи с этим появляется характерное время генерации источником замкнутой петли.



Рис. 2. Влияние частоты ультразвука на напряжение срабатывания источника Франка-Рида разных длин

Данный факт был подтвержден данными компьютерного моделирования рис.2. На рис. 2 представлена зависимость разности $\Delta \sigma$ между постоянной составляющей напряжения σ_{cont} , необходимой для срабатывания источника при текущей частоте ультразвука f, и тестовой частоте f = 60 кГц для различных длин дислокационных сегментов.

Данная зависимость имеет ярко выраженный линейный характер y=ax+b, причем с увеличением длины дислокационного сегмента возрастает величина коэффициента пропорциональности a. Компьютерное моделирование показало, что для источников с l > 8 мкм, разность между постоянным напряжением, необходимым для срабатывания при частоте 60 кГц и 180 кГц, достигает порядка 30%.

Анализирую полученные зависимости, можно сделать следующий вывод: при наличии ультразвукового поля происходит уменьшение величины постоянного внешнего напряжения, необходимого для срабатывания источника Франка-Рида. Кроме того, влияние ультразвука объясняет срабатывание источников длиной мень-

ше $l_0 = \frac{Gb}{\sigma_{const}}$. Таким образом, при ультразвуковом воздействии возрастает число

срабатывающих источников Франка-Рида, что приводит как к понижению предела текучести, так и к увеличению степени пластической деформации образца.

- 1. Тяпунина Н.А., Наими Е.К., Зиненкова Г.М. Действие ультразвука на кристаллы с дефектами. М.: Изд-во МГУ, 1999. 238 с.
- 2. Mott N.F. Proc. Physical Society. Sec. B. 1951, V.64, N 381, P.729.

ПРОЧНОСТЬ И ДОЛГОВЕЧНОСТЬ ТЕКСТИЛЬНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ

Столяров И.Н., Крячкова Т.А.

Санкт-Петербургский государственный университет технологии и дизайна, Санкт-Петербург, Россия, igor-stolyarov@myrambler.ru

Текстильные полимерные композиты хорошо зарекомендовали себя как легковесные конструкционные материалы с высокой прочностью, жесткостью и надежностью. В дополнении к этому низкий удельный вес и высокая удельная прочность и жесткость делает данные материалы незаменимыми для использования при решении многочисленных задач. За последние три десятилетия область их применения существенно расширилась от второстепенных, не несущих нагрузки, элементов к первостепенным несущим конструкционным элементам. Композиционные материалы на текстильной основе находят широкое применение в различных отраслях промышленности, связанных с автомобиле-, корабле- и авиастроением. Одними из важнейших показателей механических свойств текстильных полимерных композитов, которые являются основополагающими при выборе того или иного материала для конкретного применения, являются прочность и долговечность.

Прочность текстильных полимерных композитов определяет способность текстильных композитов сопротивляться разрушению и зависит от внутренней структуры, которая включает в себя несколько уровней масштаба, и определяются иерархической организацией от микро- до макро- уровня: волокно, нить, полотно, композит. На микроуровне, как матрица, так и волокно обладают определенным строением, что влияет на прочность и жесткость композита. На следующем уровне свойства композита определяются свойствами пряжи или нитей. Внутри итогового композита каждая нить ведет себя как анизотропный твердый объект с наибольшей прочностью и жесткостью вдоль продольной оси, чем в поперечном направлении. Для получения текстильных композитов с заданными прочностными свойствами они должны быть сделаны из высокопрочных и высокомодульных нитей. Кроме того, для придания особых свойств данные виды нитей могут быть структурно изменены. Например, могут быть использованы крученые, текстурированные и др. виды нитей для улучшения механического сцепления с матрицей. На итоговом макроуровне технология текстильного производства определяет структуру расположения волокон или нитей в полотне, что в свою очередь определяет свойства конечного композита. Каждая текстильная технология обладает определенной реализацией свойств нитей в структуре полотен, что зависит от таких параметров как размер звена ячейки, ориентация нити, объемная доля волокон, поверхностная плотность и др.

Долговечность определяет способность композитов сохранять эксплуатационные свойства в течение длительного времени под действием различных факторов. Долговечность текстильных полимерных композиционных материалов зависит от приложенной нагрузки, химической структуры материала, условий эксплуатации и других факторов. Определение долговечности в зависимости от режима нагружения, условий испытания, характера окружающей среды дает сведения для инженерных расчетов на прочность элементов конструкций, где используются текстильные полимерные композиты. На долговечность текстильных композитов влияют многочисленные факторы, определяющие ухудшение их свойств, которые можно разделить на следующие группы: механические (прочность, ползучесть и др.);

- физико-химические (действие светопогоды, агрессивных сред и др.)
- биологические (разрушение микроорганизмами).

Долговечность, как правило, обусловлена комбинацией различных факторов. Данное обстоятельство вносит определенные трудности в оценку долговечности, что влияет на срок службы текстильных композитов.

В данной работе были исследованы различные виды текстильных термопластичных и термореактивных композитов на основе тканых и вязаных полотен. В качестве исходного сырья использовались три группы материалов:

- армирующие нити (стеклянные, углеродные и арамидные);

– термопластические нити (полипропиленовые комплексные, пленочные нити);

– гибридные армирующие нити, содержащие термопластический компонент (стеклянные/полипропиленовые гибридные нити).

С целью повышения прочности с одновременным введением термопластичного компонента были разработаны экспериментальные образцы гибридных нитей, содержащей армирующую и термопластичную (полимерную) составляющие. В рамках работы были разработано образцы армирующих структур с различными вариантами, влияющими на прочностные характеристики конечных композитов:

– сырья для основных и уточных армирующих нитей;

– основовязаных переплетений соединяющих слои (цепочка, цепочкатрико, трико, трико-трико встречной кладки);

- количества слоев и количества нитей каждого слоя;
- углами направления прокладывания усиливающих нитей;
- базовых основовязаных переплетений пространственных полотен;

– количества соединительных нитей на единицу площади пространственных основовязаных полотен.

Проведены исследования разработанных конструкционных композитов, армированных термопластичными текстильными гибридными полотнами с повышенной удельной прочностью и жесткостью. Прочностные свойства армирующих полотен существенно различаются в зависимости от структурной ориентации используемых нитей, вида переплетения и повреждения армирующих нитей в момент прохождения через них игл. Исследовано влияние распределения волокон в поперечных сечениях гибридных нитей на прочность конечного композита. В данной работе также было проведено ультразвуковое исследование текстильных стекло/эпоксидных композитов для выявления дефектов в структуре, влияющих на прочностные свойства. Исследованы воздействия, влияющие на долговечность текстильных полимерных композитов с учетом влияния механических, физико-химических и биологических факторов.

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ СТРУКТУРЫ И ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТЕХНИЧЕСКИ ЧИСТОГО ТИТАНА В РЕЗУЛЬТАТЕ ОТЖИГА В ДИАПАЗОНЕ 150-1100С

Камышанченко Н. В., Кунгурцев М. С., Кунгурцев Е. С.

Белгородский государственный университет, Белгород, Россия, argus1985@rambler.ru

Развитию современных промышленных производств, какими являются атомная энергетика, химическое машиностроение, аэрокосмическая отрасль и др., способствовало интенсивное исследование свойств титана, циркония, гафния и разработка технологий изготовления деталей с применением названных металлов.

Однако получение новых технологий или углубление представлений о процессах, протекающих в пределенных физико-механических условиях, требуют дополнительных исследований.

Настоящая абота посвящена изучению поведения электрического сопротивления, макроструктуры, прочностных характеристик технически чистого титана BT1-0, подвергнутого температурному воздействию.

Эволюцию макроструктуры в процессе отжига в диапазоне $150-1100^{\circ}$ С изучали на образцах титана, прошедших предварительную горячую прокатку при 500° С с остаточной деформацией 75%. Морфология образца после первичной обработки и последующих отжигов в диапазоне $150-500^{\circ}$ С имеет явно выраженную мозаичность, представляющую собой совокупность небольших блоков, разориентированных один относительно другого в несколько минут и вытянутых в направлении проката (рис. 1, *a*, *б*, *в*, *г*).



Рис. 1. Макроструктура титана после отжига при: 150°С (*a*), 250°С (*б*), 350°С (*в*), 500°С (*г*), 550°С (*д*), 600°С (*e*), 700°С (*ж*), 850°С (*з*), 900°С (*u*), 1000°С (*к*), 1050°С (*л*), 1100°С (*м*).

Такая структура образуется при интенсивной пластической деформации и состоит из хаотически расположенных дислокаций разных семейств с преобладанием одного знака, что способствует обеспечению результирующей разориентировке субзерен [1].

Повышение температуры отжига от 500°С до 600°С способствует перераспределению дислокаций разноименных знаков, что приводит к утолщению блоков и образованию новых малоугловых границ (рис. 1, ∂ , e). Механизм этого процесса принято называть диффузионным, характеризующийся переползанием краевых дислокаций, и который связан со скольжением. Образованные при этом малоугловые и термически малоподвижные дислокационные границы разбивают кристалл на слегка разориентированные блоки, границы их ориентированы перпендикулярно плоскостям, в которых прошла деформация [2, 3].

В диапазоне 600–00°С наблюдается интенсивное формирование зеренной структуры за счет миграции границ, благодаря чему сильно укрупняются отдельные зерна (рис.1, е, ж).

С достижением температуры отжига 700°С происходит образование неоднородной структуры зерна с размером от 12 до 50 мкм, что приводит к неблагоприятной ориентировке отдельных зерен. Под влиянием упругих напряжений, которые при нагреве в описанном диапазоне температур превышают предел текучести, и диффузионных процессов происходит образование субзерен с плоскими малоугловыми субграницами. При этом часть дислокаций из объема субзерна перемещаются в образующиеся субграницы, а за счет элементов примеси в исходном титане формируются выделения второй фазы, неравномерно распределенные в зернах.

С повышением температуры до температуры полиморфного превращения происходит полное разрушение структуры, созданной в процессе горячей прокатки. В образцах формируются зерна (20–5)мкм, внутри которых наблюдается укрупнение частиц второй фазы (рис. 1, *ж*, *з*). С повышением температуры до 900°С отмечается несущественный рост зерен, величина которых увеличивается с последующим повышением температуры. При последующем медленном охлаждении фазовый переход не приводит к уменьшению размеров зерен (рис. 1, *u*, *к*, *л*, *м*).

С повышением температуры отжига до 1000° С рост α – кристаллов и его количественный состав в искаженной матрице уменьшается с одновременной высокой скоростью образования зародышей β -азы, вследствие чего формируется реечная структура. Таким образом, нагрев титана с мелкозернистой структурой, сформированной в процессе обработки в α -области, выше температуры полиморфного превращения сопровождается существенным ростом зерен β -фазы.

В процессе полиморфного превращения при таких температурах механический наклеп полностью снимается, а поскольку фазовый наклеп у технически чистого титана весьма мал, то отжиг после температуры полиморфного превращения не приводит к рекристаллизации. При этом из-за достаточно строгого соблюдения кристаллометрического состояния решетки α и β-структур зерна могут иметь близкую или одинаковую кристаллографическую ориентацию. При медленном охлаждении рост пластинчатых кристаллов α-фазы в β-матрице сопровождается диффузионными процессами, перераспределением примесных элементов, присутствующих в исходном состоянии титана.

Изучение поведения электрического сопротивления показало, что при температуре отжига 550°С наблюдается достижение исходного состояния, которое имел титан до горячей деформации прокаткой. В диапазоне температур 550°С–850°С протекают возвратные процессы, способствующие снятию внутренних напряжений (рис. 2). В диапазоне названных температур происходит первичная и полная рекристаллизация титана, о чем свидетельствует макроструктура (рис. 1) и поведение прочностных характеристик (рис. 2). Предел прочности технически чистого титана, как видно из рисунка 2, находится в сложной зависимости от температуры отжига. При температуре отжига от 800° С до 900° С предел прочности титана изменяется незначительно. С повышением температуры отжига от температуры полиморфного превращения до 1000° С сначала наблюдается повышение ρ , а затем в области 1000° С – 1050° С происходит спад электрического сопротивления, которое вновь повышается от 1050° С (рис. 2).



Рис. 2. Зависимость удельного электрического сопротивления и прочностных характеристик от температуры отжига; ■ – удельное электрическое сопротивление, + – предел прочности.

Известно, что в зависимости от чистоты исследуемого титана при медленном охлаждении в пределах исходного β-зерна возникают комплексы одинаково ориентированных пластинчатых α-кристаллов, между которыми по границам находятся области, обогащенные примесями и другими элементами.

Возникновение обогащенных областей β-фазы ограничивают рост αкристаллов и пластины α-фазы достигают определенных размеров, зависящих от температурного режима. Как и следовало ожидать, структура титана после медленного охлаждения из β-области имеет два характерных морфологических признака: крупные полиэдрические зерна "превращенной" β-фазы и пластинчатый характер внутризеренной структуры (рис. 1, к, л, м). Как отмечалось выше, механический наклеп при этом полностью снимается, фазовый наклеп у титана весьма мал, поэтому отжиг не приводит к рекристаллизации, а, следовательно, и к возвращению к исходному значению параметров при данных температурах. Однако, электрические параметры в диапазоне 1000-1100°С ведут себя с существенным отклонением от линейной зависимости, наблюдаемой в диапазоне 900-1000°С. При этом значения электрического сопротивления и предела прочности в нижней части перегиба при 1050°С практически совпадают по величине с аналогичными параметрами при 550°С.

Работа выполнена с использованием аналитического оборудования Центра коллективного пользования научным оборудованием «Диагностика структуры и свойств наноматериалов» БелГУ.

- 1. Лодиз Р., Паркер Р. Рост монокристаллов. М.: Мир, 1974, 253 с.
- 2. Горелик С.С. Рекристаллизация металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1978, 568 с.
- 3. Хесснер Ф. Рекристаллизация металлических материалов. М.: Металлургия, 1982, 352 с
- Капырин Г.И. Титановые сплавы в машиностроении. Л.: Машиностроение, 1977, с. 12– 13.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ СТЕНОК ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ РАЗРУШЕНИЯ СЕГНЕТОКЕРАМИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МЕХАНИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

Жога Л.В., Нестеров В.Н., Терех В.В., Баловнева С.В.

Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет, Волгоград, Россия <u>levjog@mail.ru, nv2-nesterov@yandex.ru,</u> faithter@mail.ru

Вид тока поляризации сегнетокерамики может быть обусловлен особенностью динамики доменной структуры [1]. В силу значительного симметричного отличия воздействия механических и электрических нагрузок на сегнетоэлектрические образцы их совместное воздействие существенно изменяет поведение доменной структуры сегнетокерамики в отличие от случая действия одного (электрического или механического) нагружающего фактора [2, 3].

Для измерения тока поляризации в изогнутом образце сегнетокерамики использовалась модернизированная схема Мерца [4]. Измерения проводились на нагруженных методом осесимметричного изгиба [2] поляризованных дисках сегнетокерамики на основе титаната и цирконата свинца. При переключении поляризации сегнетокерамики, через резистор течет переходный ток, соответствующий зарядке статической емкости и изменению плотности зарядов на обкладке конденсатора, связанных с изменением поляризации.

На рис. 1 приведены графики токов переполяризации для образцов, полученные при следующих условиях: в начальный момент времени включено постоянное электрическое поле напряженностью. В обоих случаях наблюдается пик силы тока в момент времени t_1 , который в дальнейшем спадает по экспоненциально подобному закону. В момент времени t_2 к первому образцу прикладывается механическая нагрузка. Ко второму образцу в промежуток времени от t_1 до t_2 прикладывают ступенчатую механическую нагрузку, затем в момент времени t_2 повышают напряженность электрического поля. В результате наблюдается пик тока поляризации в момент времени t_3 , который со временем спадает по экспоненциально подобному закону. Обнаружено, что при наложении механической нагрузки к первому образцу и повышении напряженности электрического поля для второго образца пик и экспоненциальный спад тока поляризации сопровождается скачками случайного характера. В момент времени t_4 механическая и электрическая нагрузки снимаются, и значение силы тока падает.

Анализ экспериментальных данных проведен в рамках модели движения 180° и не 180°-доменных стенок с учетом внутренних механических напряжений [5–7]. Время релаксации может зависеть от доменной структуры и ее взаимодействия с точечными дефектами, поэтому релаксация характеризуется соответствующим рядом времен τ_1 для 180°- доменов и τ_2 для не 180°- доменов. Необходимо учитывать, что движение не 180°- доменов может вызывать как электрическое поле E, так и внешние механические напряжения σ и внутренние механические напряжения σ_e , а движение 180°-доменов только электрическое поле E.



Рис. 1. Диаграмма нормированных значений тока поляризации для образцов: при E = 2MB/M и механической нагрузке $\sigma = 15M\Pi a$. После разгрузки обнаружена трещина (*a*); при ступенчатом повышении *E* от 1MB/м до 1,5MB/м и σ от 8MПа, до 15MПа. Образец разрушился (δ).

С учетом этого и рассматривая случай, когда движение одних доменных границ не влияет на движение других доменных границ, т.е. вдали от насыщения поляризации, ток поляризации (плотность тока, умноженная на площадь сечения образца) сегнетокерамики можно описать системой уравнений:

$$\tau_1 \dot{p}_1 + p_1 = \alpha_1 E \tag{1}$$

$$\tau_2 \dot{p}_2 + p_2 = \alpha_2 E + \beta \left(\sigma + \sigma_e \right) \tag{2}$$

$$i = \dot{p}_1 + \dot{p}_2 \tag{3}$$

где p_1 – поляризация, обусловленная наличием 180° – доменов и p_2 – поляризация, обусловленная наличием не 180° -доменов; коэффициенты α_1 , α_2 и β определяются геометрией взаимного расположения векторов напряженностей электрического поля E, компонентов тензора механических напряжений σ и направлений векторов спонтанной поляризации \vec{P}_s в 180° – доменах и не 180° – доменах; i – ток поляризации, обусловленный движением 180° и не 180° – доменных границ. В модели используются усредненные по всем кристаллитам величины. Компоненты вектора E и тензора напряжений определяются прикладываемым воздействием к образцу.

Проведены компьютерные расчеты зависимости тока поляризации от времени, согласно модели по уравнениям (1–3) и получена теоретическая зависимость (рис. 2). Форма зависимости тока поляризации от времени воспроизводит основные особенности экспериментальных данных, наблюдаемых при последовательном приложении постоянной электрической и механической нагрузки для двух, рассматриваемых образцов (рис. 1).



Рис. 2. Смоделированный вид нормированных значений тока поляризации, обусловленного движением 180° и не 180°– доменных границ при приложении электрической и механической нагрузки (*a*) и ступенчатых электрической и механической нагрузки (*б*)

Моделирование поляризационных процессов проведено с учетом выбора параметров, отвечающих условиям экспериментального наблюдения.

Модель движения доменных границ позволяет с единой точки зрения описать экспериментальные закономерности поведения поляризационных токов, при электромеханическом воздействии. Выявленная особенность поведения зависимости тока поляризации от времени при одновременном приложении электрической и механической нагрузки в виде скачков случайного характера, обусловлена перестройкой доменной структуры образца. Наблюдаемая замедленная переполяризация при одновременном воздействии постоянного электрического поля и механической нагрузки по сравнению с быстрым спадом значения тока поляризации при воздействии только одного постоянного электрического поля, может быть объяснена конкурирующим влиянием механического напряжения и электрического поля на динамику доменных стенок. Описан механизм усиления шумовой компоненты тока переполяризации.

Список литературы

- 1. Пьезоэлектрическое приборостроение. Т. 1. Физика сегнетоэлектрической керамики [Текст] / под ред. Гориша А.В. М. : ИПРЖ «Радиотехника», 1999. 367 с.
- Шпейзман В.В. Кинетика разрушения поликристаллической сегнетокерамики в механическом и электрическом полях [Текст] / Шпейзман В.В., Жога Л.В. // Физика твердого тела, 2005. Т. 47, №5. С. 843-849.
- 3. Нестеров В.Н. Абсорбционный ток в нагруженной сегнетокерамике [Текст] / Нестеров В.Н., Кочергин И.В., Жога Л.В. // ФТТ, 2009. Т. 51, №7. С. 1439-1440.
- 4. Merz W.J. Domain Properties in BaTiO₃ [Teкст] // Phys. Rev., 1952. №88. C. 421-425.
- Nesterov V.N. The computer analysis of dynamics of domain boundaries in ferroelectrics-Ferroelastics [Teκcτ] / Nesterov V.N., Shil'nikov A.V. // Ferroelectrics, 2002. – №265. – C. 153-159.
- Shil'nikov A.V. Mechanisms of motion of domain and interphase boundaries and their computer simulation [Teкст] / Shil'nikov A.V., Nesterov V.N., Burkhanov A.I. // Ferroelectrics, 1996. – №175. – C. 145-151.
- 7. Arlt G. 90°-domain wall relaxation in tetragonally distorted ferroelectric ceramics [Teκcτ] / Arlt G., Dederichs H., Herbiet R. // Ferroelectrics, 1987. V47, №1. C. 37-53.

ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ ТЕХНИЧЕСКИ ЧИСТОГО ТИТАНА КОМПОЗИЦИЕЙ (С + SiC)

Иванов Ю.Ф., Петрикова Е.А., Тересов А.Д., Денисова Ю.А., Будовских Е.А., Громов В.Е.

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия, <u>yufi55@mail.ru</u>

Введение. В настоящее время титан считается одним из самых перспективных конструкционных материалов. Он характеризуется высокой пластичностью, отсутствием хладноломкости, высокой прочностью и коррозионной стойкостью, особенно в окислительных и хлорированных средах. К недостаткам титана и его сплавов следует отнести низкую износостойкость, высокую склонность к налипанию, большой коэффициент трения в паре практически со всеми материалами [1]. Эти недостатки титановых сплавов ограничивают их применение для изготовления деталей, работающих, прежде всего, на трение. В последние десятилетия быстрыми темпами развиваются методы модификации поверхностного слоя путем обработки материала концентрированными потоками энергии (электронные и ионные пучки, лучи лазера, потоки плазмы и т.д.) [2–4]. Цель настоящей работы – выявление закономерностей эволюции фазового состава и дефектной субструктуры и свойств поверхностного слоя технически чистого титана ВТ1-0, подвергнутого двойной обработке, сочетающей электровзрывное легирование и последующее облучение высокоинтенсивным электронным пучком.

Материал, методы обработки и методики исследования. В качестве модифицируемого материала был выбран технически чистый титан ВТ1-0 (до 0,25 вес.% Fe. до 0,07% C, до 0,1% Si, до 0,04% N, до 0,2% O, до 0,01% H, остальное Ti [5]). Образцы имели форму шайбы толщиной 10 мм и диаметром 15 мм. Легирование поверхностного осуществляли путем воздействия плазмы, формирующейся при электрическом взрыве углеграфитового волокна, на поверхность которого в область взрыва помещали навеску порошка карбида кремния SiC. Режим электровзрывного легирования: поглощаемая плотность мощности 5,5 ГВт/м² (зарядное напряжение 2,2 кВ), диаметр сопла и расстояние образца от среза сопла 20 мм, масса углеграфитовых волокон 70 мг, масса порошковой навески 50 мг. Дополнительно импульсное плавление модифицированного слоя осуществляли высокоинтенсивным электронным пучком по режимам: энергия электронов 18 кэВ, плотность энергии пучка электронов 40-60 Дж/см², длительность и количество импульсов воздействия 50-200 мкс и 1-50, частота следования импульсов 0,3 с⁻¹. Данный режим обеспечивал нагрев поверхностного слоя толщиной 10...20 мкм до температуры плавления и закалку из расплава со скоростями до 10⁶ К/с. Исследования фазового состава и дефектной субструктуры поверхностного слоя осуществляли методами сканирующей и электронной дифракционной микроскопии, рентгеноструктурного анализа; физикомеханические свойства поверхностного слоя изучали, измеряя микротвердость, износостойкость, коэффициент трения.

Результаты исследования и их обсуждение. Выполнены структурно-фазовые исследования поверхности и приповерхностного слоя образцов технически чистого титана, подвергнутых электровзрывному легированию. Показано, что формирующийся поверхностный слой характеризуется высоким уровнем шероховатости и большим разнообразием структурных элементов – микропор и микрократеров, микротрещин, наплывов, обусловленных радиальным течением металла, наслоений, образовавшихся в результате выплескивания металла при попадании в расплав частиц порошка и осколков углеграфитового волокна (УГВ) (рис. 1, *a*). Последующая обработка поверхности электровзрывного легирования электронным пучком приводит к высокоскоростному плавлению, дополнительному растворению осколков УГВ и частиц порошка карбида кремния, высокоскоростному охлаждению поверхностного слоя. В совокупности это приводит к существенному выглаживанию модифицируемой поверхности (рис. 1, δ).

Осуществлен рентгенофазовый анализ и показано, что в модифицированном слое образцов ВТ1-0 наряду с α -Ti выделяются вторые фазы, основными из которых являются TiC, SiC, TiSi₂ и, в малых количествах (1...3 %), Ti₃SiC₂. Суммарная объемная доля вторых фаз изменяется в пределах от 10 до 41 % и зависит от режима облучения электронным пучком. Выполнены структурно-фазовые исследования и установлено, что в результате комбинированной обработки в поверхностном слое технически чистого титана формируется поликристаллическая структура, размер зерен которой изменяется в пределах от 1,5 мкм до 12 мкм (рис. 1, δ). В объеме зерен фиксируется структура ячеистой (высокоскоростной) кристаллизации (~500 нм) с пластинчатой субструктурой (α -Ti, толщина пластин ~40 нм) (рис. 2); частицы второй

фазы выделяются, преимущественно, по границам ячеек кристаллизации; размеры частиц изменяются в пределах от 60 нм до 100 нм.



Рис. 1. Структура поверхности образцов технически чистого титана, подвергнутых электровзрывному легированию (*a*) и последующей электронно-пучковой обработке (45 Дж/см², 100 мкс, 10 имп, 0,3 с⁻¹) (б). Сканирующая электронная микроскопия.



Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение структуры поверхностного слоя образцов технически чистого титана, подвергнутых электровзрывному легированию и последующей электронно-пучковой обработке; a – светлое поле; δ – темное поле, полученное в рефлексах [101] α -Ti; e – микроэлектронограмма, стрелкой указан рефлекс, в котором получено темное поле.

Выявлены зависимости прочностных (микротвердость) и трибологических (износостойкость и коэффициент трения) характеристик модифицированного слоя образцов технически чистого титана от параметров электронно-пучкового облучения (плотности энергии пучка электронов и длительности импульса воздействия). Установлено, что максимальная микротвердость, достигаемая в приповерхностном слое, превышает микротвердость основы в ~10 раз (рис. 3). Толщина поверхностного слоя, микротвердость которого превышает микротвердость основы в ~6 раз, достигает 70 мкм (рис. 3, кривая 2). Износостойкость поверхностного слоя увеличивается (по отношению к износостойкости исходного материала) в ~7,5 (рис. 3, δ , кривая 1). Коэффициент трения снижается (по отношению к коэффициенту трения исходного материала) в ~1,15 раза (рис. 3, δ , кривая 2).



Рис. 3. Распределение микротвердости по глубине поверхностного слоя (*a*), площадь уноса (*б*, кривая 1) и коэффициент трения (*б*, кривая 2) технически чистого титана BT1-0 после электровзрывного науглероживания совместно с порошковой навеской карбида кремния SiC и последующей электронно-пучковой обработки в различных режимах:

Режим 1: 45 Дж/см², 100 мкс, 10 имп., 0,3 с⁻¹; режим 2: 50 Дж/см², 100 мкс, 10 имп., 0,3 с⁻¹; режим 3: 60 Дж/см², 100 мкс, 10 имп., 0,3 с⁻¹; режим 4: 60 Дж/см², 200 мкс, 20 имп., 0,3 с⁻¹; 0 – исходное состояние.

Список литературы

- 1. Полмеар Я. Легкие сплавы: от традиционных до нанокристаллов. М.: Техносфера, 2008. 464 с.
- 2. Грибков В.А., Григорьев Ф.И., Калин Б.А., Якушин В.Л. Перспективные радиационнопучковые технологии обработки металлов. – М.: Круглый год, 2001. – 528 с.
- 3. Тюрин Ю.Н., Жадкевич М.Л. Плазменные упрочняющие технологии. Киев: Наукова думка, 2008. 216 с.
- Багаутдинов А.Я., Будовских Е.А., Иванов Ю.Ф., Громов В.Е. Физические основы электровзрывного легирования металлов и сплавов – Новокузнецк: Изд-во СибГИУ, 2007. – 301 с.
- 5. "Марочник стали и сплавов (<u>www.splav.kharkov.com)</u>".

ДВУХУРОВНЕВАЯ МОДЕЛЬ ДЕФОРМИРОВАНИЯ В ПЛОСКИХ УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Мещеряков Ю.И.

Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия

Специфика динамического деформирования, в котором присутствуют как аддитивные, так и коллективные механизмы деформирования, заключается в следующем.

 а) Деформация проходит по нескольким каналам одновременно – дислокационное скольжение, двойникование, диффузия точечных дефектов, движение планарных дефектов и т.д.

б) Вклад каждого из механизмов деформации не может быть точно учтен, поэтому искомая теоретическая модель, базирующаяся на физических механизмах деформирования, не может быть чисто детерминистской.
Модель должна включать статистические переменные, а также обеспечивать «мягкую» связь динамических переменных, относящихся к разным масштабным уровням.

В частных случаях искомая модель должна отражать известные результаты, включая эксперимент. В этой связи, наиболее удобной и надежной тестовой задачей может служить задача о распространении стационарного пластического фронта, реализуемого в условиях одноосной деформации. Стационарные ударные волны часто используются для верификации определяющих уравнений среды, определения эффективной вязкости, а также при разработке численных методов. В настоящей работе предлагается двухуровневая модель, в которую включены: (*a*) дислокационное скольжение и (*б*) механизм, базирующийся на обмене импульсом и энергией между макроуровнем и мезоуровнем. Рассмотрим сначала модель стационарного пластического фронта, учитывающую только независимые (аддитивные) вклады дислокаций в деформационный процесс. Определяющее уравнение имеет вид [1]:

$$\sigma_t - \rho C_l^2 \varepsilon_t = -\frac{8}{3} \mu \gamma_t^p \quad , \tag{1}$$

где индекс *t* означает дифференцирование по времени. Скорость пластической деформации γ_t выражается через плотность подвижных дислокаций N_m и среднюю скорость дислокаций V_d :

$$\gamma_t^p = b N_m V_d \,, \tag{3}$$

$$N_m = N_{m0} + \alpha \gamma^p, \ V_d = \frac{b(\tau - \tau_0)}{B}.$$
(4)

Здесь N_{m0} – начальная плотность дислокаций, α – коэффициент размножения дислокаций, B – коэффициент вязкого торможения дислокаций, Определяющее уравнение (2) примет вид:

$$\sigma_t - \rho C_l^2 \varepsilon_t = -\frac{8}{3} \mu \gamma_0 (1 - M \gamma^p) (\tau - \tau_0), \qquad (5)$$
$$\gamma_0 = \frac{b^2 N_{m0}}{B}; \quad M = \frac{\alpha}{N_{m0}}$$

Совместно с уравнениями баланса

$$\rho u_t - \sigma_x = 0, \qquad u_x - \varepsilon_t = 0, \tag{6}$$

уравнения (5)–6) представляют собой замкнутую систему, описывающую одноосную деформацию изотропного тела. Так как в настоящей работе мы ограничиваемся рассмотрением только стационарной ударной волны, можно ввести одну независимую переменную $z = x - C_0 t$. Решение системы уравнений (5)–(6) для этого случая известно [2]. Искомое выражение для массовой скорости на пластическом фронте волны имеют вид:

$$u = -\frac{8}{3}\mu \frac{C_0}{\rho \left(C_l^2 - C_0^2\right)} \left[\frac{e^{\beta} - 1}{(d_3 - Me^{\beta})} + c_3\right]$$
(7)

На рис. 1 представлены результаты расчета временного профиля стационарного пластического фронта в алюминии Д16. Там же приведен экспериментальный профиль скорости, полученный при скорости ударника 315 м/с. Профиль, рассчитанный по аддитивной модели деформирования, не совпадает с экспериментальным даже при очень высокой начальной плотности дислокаций 10⁹ см⁻². Это говорит о том, что аддитивная модель не способна описать динамическую деформацию, реализуемую в ударных экспериментах по одноосной деформации.



Рис. 1. Экспериментальный (1) и расчетный (2) профили скорости свободной поверхности в алюминии Д16 при скорости ударника 315 м/с.

Движение ударного фронта в гетерогенной среде можно рассматривать как суперпозицию двух мод движения: (а) движение со средней скоростью прямолинейного волнового фронта и (б) флюктуационные движения среды вследствие воздействия случайных полей внутренних напряжений. При этом в реальном масштабе времени могут быть зарегистрированы следующие величины:

- временной профиль средней скорости u(t).
- временной профиль вариации скорости D(t) (корень из дисперсии D^2),

- дефект массовой скорости $\Delta u(x,t)$, который характеризует величину импульса, затрачиваемого на энергообмен между мезо- и макро- уровнями. Связь между этими величинами имеет следующий вид [3]:

$$\Delta u(x,t) = -\frac{1}{2} \frac{d(D^2)}{du}.$$
(8)

В случае стационарного движения пластического фронта из (8) следует [4]:

$$\Delta \gamma_{ms} = -D/C_0 , \qquad (9)$$

где $\Delta \gamma_{ms}$ – это добавка к пластической деформации за счет коллективного движения частиц на мезоуровне. Эта величина должна быть добавлена в правую часть определяющего уравнения (1). В свою очередь, дисперсия массовой скорости, как показывают эксперименты по одноосной деформации, пропорциональна скорости пластической деформации сдвига $D = Rd\gamma/dt$. В результате, определяющее уравнение приобретает вид:

$$\sigma_t - (\lambda + 2\mu)\varepsilon_t = -\frac{8}{3}\mu(\gamma_t + R\gamma_{tt}), \qquad (10)$$

а с учетом балансных уравнений (8), приходим к следующему уравнению второго порядка с квадратичной нелинейностью для массовой скорости u(t):

$$A_1 \frac{d^2 u}{dt^2} - A_2 \frac{du}{dt} + A_3 u^2 + A_4 u + A_5 = 0.$$
(11)

Решение этого уравнения представлено на рис. 2 в виде зависимости u(t) для тех же значений скорости ударника. Как видно из рисунка, учет энергообмена между мезои макро- уровнями приводит к совпадению с экспериментом даже при сравнительно низких значениях начальной плотности дислокаций порядка 10^6 см⁻².



Рис. 2. Экспериментальный профиль массовой скорости (ромбы) и расчетный профиль (сплошная линия) в алюминии Д16 при скорости ударника 315 м/с.

Список литературы

- J.W. Taylor. Dislocation dynamics and dynamic yielding. // J. Appl. Phys. 1965 V. 36, No 10, 3146-3155.
- 1. D.R. Bland. On shock structure in a solid. // J. Inst. Maths. Applics. 1965. Vol 1. p. 56-75.
- 2. Yu.I., Meshcheryakov, A.K. Divakov, N.I. Zhigacheva, I.P.Makarevich, B.K Barakhtin. Dynamic structures in shock-loaded copper. // Physical Review B. 2008, 78, 64301-64316.
- Ю.И. Мещеряков, Н.И. Жигачева, А.К. Диваков, И.П. Макаревич, Б.К. Барахтин. Переход металлов в структурно-неустойчивое состояние при ударно-волновом нагружении. //ПМТФ. 2010. Т. 51, 5, сс. 132-146.

УДАРНО-ВОЛНОВОЕ ПОВЕДЕНИЕ АЗОТОСОДЕРЖАЩИХ СТАЛЕЙ

Мещеряков Ю.И., Жигачева Н.И., Диваков А.К., Макаревич И.П., Коновалов Г.В., Барахтин Б.К.*, Калинин Г.Ю.*, Мушникова С.Ю.*

Институт проблем машиноведения РАН, *⁾ ЦНИИ Конструкционных материалов «Прометей», Санкт-Петербург, Россия

В работе ставилась задача выяснить: (а) влияние исходной структуры и (б) влияние скорости деформации на динамическую прочность и пластичность азотосодержащих сталей. Испытание материалов проводилось в условиях одноосного ударного нагружения (плоского соударения) на легкогазовой метательной установке с диаметром ствола 37 мм. В качестве характеристик динамического отклика взяты следующие величины, определяемые в процессе ударного нагружения: (1) динамический предел текучести, (2) откольная прочность, (3) порог структурного перехода, инициированного ударным нагружением, (4) дефект массовой скорости на плато импульса сжатия.

Для проведения указанных исследований были взяты две партии стали примерно одинакового химического состава, прошедших термомеханическую обработку и имеющих разную плотность неметаллических включений (условно обозначаемых как стали A-1 и A-2).

	$U_{ m yд,}$	$Y_{ m дин}$	$U_{ m de\phi}$,	$U_{ m nop}$	W
	м/с	МПа	м/с	м/с	м/с
A-1	310,8	630	3,9	290,8	186,1
	456,2	712,6	180.8	284,6	180.8
	667,4	650	372,6	279,8	169
	235	509	17	201,4	-
A-2	469	426	184	271,9	-
	747,2	579	398.1	326,7	179,2

Таблица 1. Результаты испытаний стали партий А-1 и А-2.

Результаты испытаний представлены в табл. 1 и на рис.1. Можно отметить следующие различия в отклике указанных материалов на ударное нагружение. Для стали А-1 временные профили скорости практически совпадают друг с другом. При этом амплитуда импульса остается постоянной независимо от скорости ударного нагружения. Для стали А-2 крутизна переднего фронта импульса сжатия и порог перехода пластического фронта в плато импульса увеличиваются с ростом скорости ударника. На основе временных профилей скорости свободной поверхности для сталей А-1 и А-2 получены кривые зависимости от скорости ударника для динамического предела текучести $Y_{дин}$, откольной прочности W, дефекта массовой скорости $U_{деф}$, и порога структурного перехода $U_{пор}$. Эти зависимости представлены на Рис. 1. Из этих зависимостей можно сделать следующие выводы.

<u>Сталь А-1</u> Динамический предел текучести, откольная прочность и порог структурного перехода практически не зависят от скорости деформации . Дефект массовой скорости линейно возрастает с ростом скорости ударника.

<u>Сталь А-2</u>: Динамический предел текучести, порог структурного перехода и дефект массовой скорости также линейно возрастают с ростом скорости ударника Что касается откольной прочности, то в стали А-2 тыльный откол не далось реализовать вообще, хотя скорости нагружения были такими же, как и в случае стали А-1. Это связано с тем, что отраженная от свободной поверхности волна разгрузки свободно проходит сквозь большое количество неметаллических включений, не взаимодействуя с прямой волной разгрузки. Такая картина разрушения подтверждается структурными исследованиями образцов после ударного нагружения.

Структура обоих типов стали отличается сильной «разнозернистостью» (средний размер зерна 20 мкм). Все образцы имеют преимущественно аустенитную структуру с большим количеством двойников отжига, а также частиц второй фазы карбонитридов и нитридов типа (V,Nb,), выделений высокотемпературного дельтаферрита. Партии A-1 и A-2 сильно отличаются по количеству неметаллческих включений. (рис.2*a*, рис2*б*) - в стали A-2 их количество и размер существенно больше, чем в стали A-1.

Испытания стали А-1 показали, что в диапазоне скоростей ударника 310– 667м/с в районе откольной щели формируются продольные трещины, имеющие сдвиговой характер разрушения. Трещины зарождаются по полосам локализованного сдвига, которые расположены по текстуре, сформированной в процессе прокатки. Характерный размер вертикальных ступенек откольной щели позволяет предположить, что зарождение продольных трещин происходит по дельта-ферриту, который располагался по текстуре материала.



Рис. 1. Зависимости динамического предела текучести, откольной прочности, порога структурной перестройки и дефекта скорости от скорости ударника для азотосодержащей стали партий А-1 и А-2.



Рис.2. Структура стали в состоянии поставки *a*) сталь А-1, *б*) сталь А-2.

Испытания стали А-2 показали, что при скоростях ударника 235–469м/с откольная щель полностью не формируется. Зарождаются лишь несвязанные между собой отдельные трещины размером 20–500 мкм. Однако при скорости ударника 747 м/с откольная щель формируется полностью (см. Таблицу 1, рис.3а). При этом отчетливо видны двойники деформации, возникшие при прохождение ударной волны в полосах локализованного сдвига. (рис. 3б).



Рис. 2. Характер разрушения стали А-1 при скорости нагружения 310 м/с



Рис. 3. Характер разрушения стали А-2 при скорости ударника 747м/с

ПОЛЗУЧЕСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ Ni₃Ge В УСЛОВИЯХ СУПЕРЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Соловьева Ю.В., Геттингер М.В., Старенченко С.В., Старенченко В.А., <u>Фахрутдинова Я.Д.</u>

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск, Россия, yanna f@sibmail.com

В экспериментах, проведенных на монокристаллах сплава Ni₃Ge было показано, что в случае высокотемпературной ползучести монокристаллов, имеющих ось деформации близкую или совпадающую с направлением [0 0 1], наблюдается суперлокализация пластической деформации. Этот процесс сопровождается изменением формы и стадийности кривых деформации. Как видно на рис. 1, с повышением температуры происходит изменение формы кривых ползучести от кривых с продолжительной стадией стационарной ползучести к кривым, характеризующимся увеличением скорости ползучести.

При этом возникает катастрофическая скорость ползучести, которая оказывается сравнимой со скоростями активной деформации [$\approx (10^{-2} - 10^{-3})\%$ / сек].

Анализ картины деформационного рельефа образцов показал, что появление стадии ускорения ползучести связано с потерей устойчивости однородной пластической деформации, сопровождающейся образованием полос макролокализации на поверхности образца.



Рис. 1. Кривые ползучести (ε – t) и зависимости скорости ползучести ($d\varepsilon/dt$) от времени монокристаллов сплава Ni₃Ge с ориентацией оси сжатия [001], σ = 1040 МПа: *a*) *T* = 923 K; *б*) *T* = 973 K.

Начальная стадия развития суперлокализации характеризуется тем, что на фоне очень тонкого скольжения и отсутствия видимых следов скольжения, вблизи концентраторов напряжений, таких как торцевые ребра и углы кристалла, образуются сдвиговые полосы или макроступени деформации (рис.2). Кристаллографическое направление наблюдаемых полос совпадает со следами кристаллографических плоскостей типа (111). На начальной стадии полоса суперлокализации развивается в объемном слое шириной $\approx 25 \div 40$ мкм, т. е. охватывает примерно $10^5 \div 2 \cdot 10^5$ плоскостей скольжения. Большая величина ступени и появление «зародышей» суперлокализации вблизи углов кристалла свидетельствует о том, что наличие концентратора напряжений является одним из определяющих факторов возникновения полосы суперлокализации.



Рис. 2. «Зародыши» полос суперлокализации вблизи углов кристалла: (a) ×180; (б) ×490.

На следующей стадии развития суперлокализации (рис. 3 *a*, *б*) в нижней части кристалла на поверхностях боковых граней появляются макроступени сдвига. На поверхности грани кристалла выявляется широкая полоса суперлокализации (\approx 300мкм), которая имеет складчатую гофрированную структуру (см. рис. 3, *a*). Суперлокализация в этой части образца протекает без образования видимых трещин и ювенильной поверхности. В результате образования второй полосы суперлокализации (см. рис. 3,

 δ) на боковой грани образуется макроступень, вблизи которой обнаруживается выход материала на поверхность кристалла.

На рис. 4 а, б приведены картины внешнего вида образца, в завершающей стадии развития суперлокализации. Деформация, которая первоначально протекала локализовано в одной–двух плоскостях, привела к образованию в нижней части кристалла подобия «блина». При этом верхняя часть кристалла осталась практически недеформированной. В этой стадии полосы суперлокализации трансформированы в массивные макровыступы.



Рис. 3. (а) широкая полоса суперлокализации; (б) узкая полоса (×150).



Рис. 4. Изменение формы образца при ползучести: (*a*) вид сверху; (*б*) вид сбоку. T = 923 K, t = 6437 мин, $\varepsilon = 26,4\%$, 1040 МПа (×48).

Для изучения дислокационной структуры образцов, имеющих на поверхности полосы макроскопической локализации деформации, были изготовлены фольги из разных областей кристалла: из частей кристалла, далеких от полосы локализации, где деформация по-прежнему оставалась однородной и из области, непосредственно захватывающих зону локализации деформации. В частях кристалла, далеких от полосы локализации, наблюдается однородная дислокационная структура, состоящая из криволинейных дислокаций (рис. 5). Прямолинейные дислокации не наблюдались, средняя плотность дислокаций ≈4·10¹³ см⁻².

В зоне локализации деформации однородная дислокационная структура теряет устойчивость, становится сильно неоднородной, возникают области фрагментированной субструктуры с различной степенью разориентации. Наблюдаются различные стадии формирования фрагментированной структуры.



Рис. 5. Дислокационная структура монокристаллов сплава Ni₃Ge после ползучести. T=923K, $\sigma = 100 \text{ кг/мm}^2$. Нормаль к плоскости фольги находится вблизи направления [100].

В исследованной области образца обнаруживаются как продолжительные неразориентированные участки кристалла с относительно однородным распределением дислокаций, так и небольшие фрагменты, ограниченные малоугловыми и большеугловыми границами. Картина на фотографии, приведенной на рис. 6, является иллю-



Рис. 6. Формирование фрагментированной субстурктуры.

страцией механизма образования фрагментов. Как видно из рисунка, дислокации перераспределяются в дислокационные сетки, ограничивающие участки с почти нулевой плотностью дислокаций. Внутри некоторых фрагментов можно наблюдать сложные переплетения и скопления дислокаций, есть тенденция к перераспределению дислокаций и образованию стенок.

Образование дислокационных стенок, с малой плотностью дислокаций, является причиной появления в структуре малоугловых границ с углом разориентировки 4,3-4,7°. Наряду с наличием малоугловых границ, в структуре наблюдаются большеугловые границы, которые ограничивают сформированные в процессе деформации зерна. В локальных местах формируется поликристаллическая субструктура, состоящая из фрагментов, с малой плотностью дислокаций внутри них. Этот факт является особенно важным, поскольку зерна образуются в образце, который изначально находился в монокристаллическом состоянии. OT-

дельные кристаллиты образуются в процессе деформации и только в локальной области макролокализации деформации. Таким образом, в полосах локализации формируется фрагментированная и зёренная структуры.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФАЗ В C-SiC КОМПОЗИТЕ, СОДЕРЖАЩЕМ ВКЛЮЧЕНИЯ Al, Mn, Fe.

Саунина С.И., Тюменцев В.А.

Челябинский государственный университет, г. Челябинск, Россия saunina@csu.ru

Углерод-карбидокремниевый композит получали путем взаимодействия расплава кремния с пористой углеродной матрицей при ~1800°С. В качестве связующего углеродного порошка при изготовлении пористых матриц использовали фенолформальдегидную смолу, в часть заготовок локально (объем до 0,5 см³) вводили Fe, Mn или Ca.

Фазовый состав композиционного материала, синтезированного путем взаимодействия пористой углеродной основы с расплавом кремния, по данным рентгеноструктурного анализа, представлен графитом, поликристаллическим кремнием, а также β - и α - модификациями карбида кремния. Одновременно с основными фазами в композиционном материале в локальных микрообъемах возможно образование карбидов металлов примесей, содержащихся в расплаве кремния. Количественное соотношение фаз, оцениваемое по интенсивности характерных максимумов, в разных объемах образца может изменяться в несколько раз. Это указывает на неоднородное распределение компонентов композита в материале.

Фазовый состав композиционного материала, синтезированного путем взаимодействия пористой углеродной основы с расплавом кремния, по данным рентгеноструктурного анализа, представлен графитом, поликристаллическим кремнием, а также β - и α - модификациями карбида кремния. Одновременно с основными фазами в композиционном материале в локальных микрообъемах возможно образование карбидов металлов примесей, содержащихся в расплаве кремния. Количественное соотношение фаз, оцениваемое по интенсивности характерных максимумов, в разных объемах образца может изменяться в несколько раз. Это указывает на неоднородное распределение компонентов композита в материале.

Фазовый состав различных участков композита, изготовленного путем силицирования углеродной заготовки расплавом Si+5мacc.%Al, заметно отличается как количественным содержанием основных фаз (β – SiC, C и Si), так и наличием дополнительных фаз. В частности, интенсивность характерного для структуры β - SiC дифракционного максимума 111 в различных точках образца может изменяться в 1,5 – 2 раза. В том случае, если количество образовавшегося β - SiC в объеме образца, формирующего дифракционную картину, уменьшается, количество не вступившего во взаимодействие углерода увеличивается. Причем профиль дифракционного максимума 002 углерода может становиться асимметричным. После разделения таких максимумов на два симметричные и расчета параметров структуры установлено, что в углеродном материале формируются области когерентного рассеяния графита, средние размеры L_{002} которых превышают 100 нм, а межплоскостное расстояние d_{002} близко к значению совершенного графита.

На дифрактограммах в интервале углов 20 ~ 28,5 градусов, соответствующих положению характерного для кремния дифракционного максимума 111, может наблюдаться от одного до трех рядом расположенных максимумов. Положение центра тяжести экспериментально обнаруживаемых максимумов не соответствует положению максимума 111 чистого кремния. По-видимому, в локальных микрообъемах композита при его охлаждении формируются либо новые фазы на основе кремния, либо образуются кристаллы кремния, обогащенные примесями. Наряду с интенсивными дифракционными максимумами основных фаз на дифрактограммах композиционного материала наблюдается достаточно большое количество сравнительно слабых максимумов. По результатам обработки рентгенограмм следует, что одновременно с графитом и β - карбидом кремния в материале присутствует фаза Al₄SiC₄ и малые количества (следы) карбида алюминия. В объемах материала, которые существенно обеднены, по сравнению с основной частью композита, содержанием карбида кремния и кремния, количество фаз Al₄SiC₄ и Al₄C₃ оказалось заметно больше.

Рассмотрим фазовый состав композиционного C-SiC материал, полученного взаимодействием расплава кремния с пористой углеродной основой, содержащей включение железа. Наряду с интенсивными дифракционными максимумами основных фаз (углерод, β- и α- карбид кремния и кремний) на дифрактограммах композиционного материала наблюдаются максимумы карбидов железа FeC и Fe₃C, а также силицидов железа Fe_{0.42}Si_{2.67}, Fe₃Si. По мере удаления от включения фазовый состав материала существенно изменяется. Так на рентгенограммах шлифов композита, вырезанных на расстоянии ~1 мм от включения, интенсивности дифракционных максимумов карбидов и силицидов железа значительно уменьшаются. При удалении на ~2,5 мм от включения в композиционном материале надежно регистрируются только максимумы силицидов. На расстоянии ~3,5 мм от включения железа фазовый состав материала соответствует таковому основной части C-SiC композита. Следует отметить, что в области, прилегающей к включению железа, интенсивности характерных для структуры β-SiC и кремния максимумов 111 и 111 соответственно в ~1,5 и ~ 5 раз меньше по сравнению с областями, удаленными на расстояние более 3,5 мм от включения. Изменяется и количественное соотношение основных фаз – по мере удаления от включения содержание α-SiC и его политипов увеличивается в 1,5-2 раз, при этом количество не вступившего во взаимодействие углерода практически не изменяется.

Фазовый состав композиционного C-SiC материал, полученного взаимодействием расплава кремния с пористой углеродной основой, содержащей включение марганца, в области, прилегающие к включению, оказался обедненным по β - и α карбиду кремния, а также кремнию. Наряду с перечисленными выше фазами и углеродом в материале также присутствуют фазы силицидов марганца Mn₅Si₂, Mn₆Si и карбид марганца Mn₁₅C₄. В шлифах, вырезанных из композита на расстоянии 2,5 мм от включения, силициды и карбид марганца уже не обнаруживаются. Фазовый состав материала соответствует основной части C-SiC композита.

На границе композит - включение Са присутствуют основные фазы β -SiC, политипы α -SiC, а также не вступившие во взаимодействие кремний и углерод. Наряду с основными для композиционного материала фазами присутствуют CaC₂ и CaCO₃. По мере удаления от включения интенсивность дифракционного максимума 111 кремния уменьшается, а 002 углеродного материала увеличиваются. На расстоянии 2,5 мм от включения в композите регистрируются следы CaCO₃. Содержание кремния в композите уменьшается, а углерода увеличивается.

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИЯ НА НАКОПЛЕНИЕ НЕОБРАТИМОЙ ДЕФОРМАЦИИ В СПЛАВЕ НИКЕЛИДА ТИТАНА

Беляев С.П., Реснина Н.Н., <u>Сибирев А.В.</u>

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия alekspb@list.ru

В работе [1] показано, что при многократном термоциклировании сплава TiNi через интервал мартенситных превращений наблюдается изменение кинетики фазовых превращений и параметров деформационных эффектов (величин накапливаемой при охлаждении є^{ПП} и восстанавливаемой при нагревании є^{ПФ} деформаций). Эти явления обусловлены пластической деформацией, которая возникает при росте мартенситных пластин во время фазового перехода [2, 3]. При термоциклировании под напряжением, пластическая деформация накапливается в направлении приложения сил, что приводит к изменению геометрических размеров образцов, это ограничивает применение этих материалов в технике. Как правило, для решения этой проблемы используют метод модифицирования кристаллической структуры сплава. Увеличение плотности дефектов (предварительное деформирование) или присутствие частиц вторичных фаз (термообработка) приводит к упрочнению сплава, что препятствует дислокационному скольжению. Вместе с тем, как после термообработки, так и после предварительного деформирования наблюдается не только упрочнение материала, но и изменение кинетики мартенситных превращений, что может неблагоприятно сказываться на параметрах эффектов пластичности превращения и памяти формы. С другой стороны, для стабилизации функциональных свойств сплавов на основе TiNi можно использовать не предупреждающие меры, к которым относится упрочнение, а управляющие, например, контроль процесса накопления необратимой деформации. В связи, с этим целью данной работы явилось исследование закономерностей накопления необратимой деформации при термоциклировании сплава TiNi.

Проволочные образцы сплава Ti-50 ат.%Ni (d = 0,5 мм) исследовали в режиме термоциклирования под постоянным напряжением 50 МПа через интервал полного мартенситного превращения. Полученные результаты показали, что с увеличением числа циклов величины деформационных эффектов возрастают. Зависимости $\varepsilon^{\Pi\Pi}(N)$ и $\varepsilon^{\Pi\Phi}(N)$ явно нелинейны. Так, в первых 15 циклах величина эффекта пластичности превращения возрастает от 0,8% до 2,12%, тогда как в 30 цикле она составляет 2,59%. Таким образом установлено, что в исследуемом сплаве при термоциклировании через интервал мартенситных переходов под постоянным напряжением 50 МПа наблюдается эффект тренировки, который заключается в возрастании величин эффектов пластичности превращения и памяти формы. При термоциклировании под напряжением 50 МПа величина эффекта памяти формы была меньше, чем величина эффекта пластичности превращения, поэтому в каждом цикле регистрировали неполный возврат деформации. Эта величина максимальна в первом цикле. По мере термоциклирования деформация недовозврата снижается, однако не становится равной 0 даже в 30 цикле. В результате в образце от цикла к циклу накапливается необратимая деформации. Её зависимость от числа циклов $\gamma_{\mu}(N)$ нелинейна. В первом цикле наблюдалось накопление 0,45 % необратимой деформации, далее скорость накопления снижается, и к 30-ому циклу в образце накапливается 0,6 %.

Также были проведены исследования изменения деформации при термоциклировании через интервал неполного прямого мартенситного перехода. Для этого образцы термоциклировали таким образом, чтобы при охлаждении материал претерпевал 0.25, 0.5 или 0.75 температурного интервала прямого мартенситного перехода (рис 1).





На рис.2а представлена зависимость величины эффекта пластичности превращения от числа термоциклов через интервал неполного превращения. Видно, что при термоциклировании величина эффектов пластичности превращения и памяти формы не меняется в том случае, если при охлаждении реализуется 0.25 и 0.5 температурного интервала прямого перехода. Величины деформационных эффектов слабо возрастают с увеличением числа циклов, в том случае если при охлаждении происходит 0.75 температурного интервала прямого перехода. При термоциклирование через полный интервал превращения в 30 цикле величина эффекта пластичности превращения рав-

на 2,6%, тогда как при термоциклировании через 75% температурного интервала прямого перехода это значение составляет всего 0,88%. На рис. 26. представлена зависимость необратимой пластической деформации, накапливающейся в образце, от числа циклов. Видно, что накопление необратимой деформации при термоциклировании происходит в основном в первых 2 циклах, в том случае, когда при охлаждении реализуется 25 и 50% температурного интервала прямого превращения. В тоже время при термоциклировании, в котором при охлаждении проходит 75% и 100% температурного интервала прямого перехода, накопление деформации происходит в каждом цикле.



Рис 2. Зависимости величин эффектов пластичности превращения (*a*) и необратимой деформации, накапливающейся в образце (*б*) от числа циклов при термоциклирование через полный и неполный интервалы прямого превращения под напряжением 50 МПа.

Дополнительно было измерено удельное электросопротивление при температуре 77 К перед термоциклированием и после 30 циклов. На рис. 3. представлена зависимость увеличения электросопротивления, вызванного 30 термоциклами под напряжением 50 МПа, от доли температурного интервала прямого перехода, реализуемого при охлаждении. Так после 30 термоциклов через 25% температурного интервала прямого перехода удельное электросопротивление образца возросло на 16,9 %, а после 30 термоциклов через полный температурный интервал на 58 %. Полученные результаты свидетельствуют о том, что основное увеличение плотности дефектов происходит на завершающем этапе прямого мартенситного перехода.



Рис 3. Изменение электросопротивления после 30 термоциклов, измеренного при температуре 77К, от доли температурного интервала прямого перехода, реализуемого при охлаждении.

По результатам работы можно сделать следующие выводы:

1. При термоциклировании через полный интервал мартенситных превращений в сплаве TiNi происходит существенное изменение функциональных свойств и накопление необратимой деформации, то есть наблюдается эффект тренировки.

2. При реализации прямого превращения менее чем на 75% термоциклирование не приводит к изменению функциональных характеристик сплава TiNi.

3. На первых этапах прямого мартенситного перехода в сплаве TiNi аккомодация происходит в основном за счёт упругой деформации. Пластическая аккомодация реализуется на последней, завершающей стадии мартенситного превращения, что приводит к необратимой деформации.

Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России» (контракт номер 16.740.11.0248)

Список литературы

- 1. S. Miyazaki, Y. Igo, K. Otsuka. Effect of thermal cycling on the transformation temperatures of Ti-Ni alloys// Acta metall. 34 (1986) 2045-2051.
- 2. J. Van Humbeeck. Cycling effects. Fatigue and degradation of shape memory alloys// Journal de physique IV. Vol. 1 (1991) C4-189.
- 3. Yasubumi Furuya, Yun Chul Park. Thermal cyclic deformation and degradation of shape memory effect in Ti-Ni alloy// Nondestr. Test. Eval., Vol 8-9 (1992), pp. 541-554.

ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ, ДЕЙСТВУЮЩЕГО В ТАКТЕ НАГРЕВАНИЯ, НА ПРОИЗВОДСТВО РАБОТЫ СПЛАВОМ TINI В СИММЕТРИЧНОМ ЦИКЛЕ

Беляев С.П., Реснина Н.Н., Журавлев Р.Н.

Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия flwoglow14@gmail.com

Ранее было показано, что при термоциклировании сплава с памятью формы в симметричном режиме производства работы изменение функциональных свойств и величины необратимой пластической деформации незначительно [1]. В отличие от термоциклирования в несимметричном режиме, в котором наблюдается монотонное накопление необратимой деформации, термоциклирование в симметричном режиме приводит к немонотонному изменению пластической деформации, а ее абсолютное значение невелико. Известно, что при термоциклировании в несимметричном режиме изменение напряжения $\tau_{\rm H}$, действующего в такте нагревания, при постоянном значении напряжения $\tau_{\rm oxn}$, действующего в такте охлаждения, приводит к изменению величины полезной работы, производимой сплавом за цикл. Очевидно, величина напряжений должна оказывать влияние на изменение функциональных свойств сплава с памятью формы и в симметричном режиме производства работы. Целью данной работы явилось изучение влияния величины напряжений, действующих в такте нагревания, на работоспособность сплава Ti–51.5 at.% Ni и изменение необратимой пластической деформации в симметричном режиме.

В качестве объектов исследования были выбраны цилиндрические образцы из сплава $Ti_{48,5}Ni_{51,5}$ диаметром d = 4 мм и длиной рабочей части l = 31 мм, предварительно отожженные при температуре 500° С в течение 5 часов. Калориметрические исследования показали, что после указанной термообработки, в сплаве наблюдаются при охлаждении B2 \rightarrow R \rightarrow B19' мартенситные превращения ($R_{\rm H} = 298$ K, $R_{\rm K} = 284$ K, $M_{\rm H}$



Рис. 1. Зависимость деформации от температуры, полученная при термоциклировании образца из сплава $Ti_{48,5}Ni_{51,5}$ в симметричном режиме.

= 272 К, M_{κ} = 238 К), а при нагревании В19'→В2 мартенситный переход (A_{μ} = 296 К, A_{κ} = 317 К).

Симметричный цикл производства работы состоял из двух полуциклов, напряжения в которых были противоположны по знаку (рис.1). В первом полуцикле образец охлаждали через интервал мартенситных превращений под постоянным напряжением $\tau_{0xn} = 50$ МПа, затем в мартенситном состоянии при постоянной температуре напряжение увеличивали до значения т_н, после чего образец нагревали через интервал температур обратного превращения под постоянным напряжением т_н. После этого образец разгружали при постоянной температу-

ре. Далее во втором полуцикле образец нагружали напряжением $\tau_{oxn} = -50$ МПа (в противоположном направлении), после чего образец охлаждали под постоянным напряжением через интервал мартенситных превращений. Затем в мартенситном состоянии при постоянной температуре напряжение увеличивали до значения (– $\tau_{\rm H}$), после чего образец нагревали через интервал температур обратного превращения

под постоянным напряжением и разгружали до нулевого значения напряжения. Величину |т_н| варьировали от 100 до 400 МПа.

На рис. 2 представлены зависимости величин пластичности превращения γ_{+}^{IIII} и памяти формы $\gamma_{+}^{\Pi\Phi}$ от значения $|\tau_{\rm H}|$. Видно, что увеличение $|\tau_{\rm H}|$ не приводит к значительным изменениям величины $\gamma_{+}^{\Pi\Pi}$, полученной в первом цикле. Также из графика видно, что процесс термоциклирования приводит к увеличению значения $\gamma_{+}^{\Pi\Pi}$. На рис. 2 *а* видно, что увеличение напряжения $|\tau_{\rm H}|$ от 100 до 300 МПа не приводит к уменьшению величины $\gamma_{+}^{\Pi\Pi}$ в тридцатом цикле. Таким образом, можно сказать, что изменение величины $\gamma_{+}^{\Pi\Pi}$ за тридцать циклов определяется в первую очередь термоциклированием, а не значением $|\tau_{\rm H}|$. Обнаружено, что увеличение $\gamma_{+}^{\Pi\Pi}$ за тридцать циклов, в которых значение $|\tau_{\rm H}|$ составляло 400 МПа, в два раза больше, чем при $|\tau_{\rm H}| < 400$ МПа. Это свидетельствует о том, что при термоциклировании под высокими напряжениями на изменение величины $\gamma_{+}^{\Pi\Pi}$ оказывает влияние не только сам процесс термоциклирования, но и напряжения, действующие в такте нагревания. Это может быть связано с тем, что при нагревании под высоким напряжения в сплаве возникают внутренние напряжения, что и приводит к накоплению больших значений деформации. Из рис. 2 *б* видно, что увеличение $|\tau_{\rm H}|$ в пределах от 100 МПа до 300 МПа приводит к линейному росту величины $\gamma_{+}^{\Pi\Phi}$ с последующим выходом на плато.



Рис. 2. Влияние напряжения $|\tau_{\rm H}|$ на величины пластичности превращения (*a*) и памяти формы (δ) в первом и тридцатом положительных полуциклах.

На рис. З *а* представлены зависимости величины работы, произведенной сплавом в положительном полуцикле, от номера цикла. Видно, что вне зависимости от выбора значения $|\tau_{\rm H}|$ процесс термоциклирования не оказывает влияния на величину работоспособности сплава. На рис. З *б* представлена зависимость величины работы, произведенной сплавом в тридцатом положительном полуцикле, от величины $|\tau_{\rm H}|$. Видно, что увеличение нагрузки, действующей при нагревании, приводит к увеличению работы, производимой сплавом за цикл. Увеличение $|\tau_{\rm H}|$ от 100 до 200 МПа приводит к увеличению работоспособности сплава на 1,25 МДж/м³, а увеличение $|\tau_{\rm H}|$ от 300 до 400 МПа на 3,8 МДж/м³.

На рис. 4 изображены зависимости величниы необратимой пластической деформации от номера цикла при различных значениях $|\tau_{\rm H}|$. Видно, что величина пластической деформации меняется немонотонно. Важно отметить, что увеличение значения $|\tau_{\rm H}|$ не влияет на диапозон изменения величины необратимой деформации, который составляет от -0.8 % до 0.8 %.



Рис. 3. Изменение работоспособности при термоциклировании в симметричном цикле (*a*) и влияние величины $|\tau_{\rm H}|$ на работоспособность сплава Ti_{48.5}Ni_{51.5} в 30 симметричном цикле (*б*).



Рис. 4. Влияние термоциклирования в симметричном режиме на величину необратимой пластической деформации в сплаве Ti_{48.5}Ni_{51.5}

Таким образом, полученные результаты показали, что выбор значения $|\tau_{\rm H}|$ существенно влияет на величину работы, производимой сплавом Ti – 51.5 at. % Ni за цикл, но не оказывает существенного влияния на стабильность деформационных эффектов сплава. Это может быть связано с немонотонной зависимостью необратимой пластической деформации от номера цикла.

Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (контракт № 16.740.11.0248)

Список литературы

 Беляев С.П, Реснина Н.Н., Журавлев Р.Н. Производство полезной работы сплавом TINI и его функциональные свойства при различных режимах термоциклирования// сборник конкурсных докладов V Международной школы «Физическое материаловедение», Тольятти, 26 сентябрь – 1 октября 2011 – 17 с.

СТРУКТУРА СВАРНОГО ШВА И ИЗМЕНЕНИЕ МИКРОТВЕРДОСТИ В БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ КОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ СПЛАВА TiNi, ПОЛУЧЕННЫХ СВАРКОЙ ВЗРЫВОМ

Беляев С.П.¹, Рубаник В.В.^{2,3}, Реснина Н.Н.¹, Рубаник В.В. мл^{2,3}, Ломакин И.В.¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия ²Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь ³Институт технической акустики НАНБ, Витебск, Беларусь, spb@smel.math.spbu.ru

Одним из способов получения биметаллических пластин на основе сплавов с памятью формы является сварка взрывом. Преимуществом этого типа соединения перед остальными (лазерная и плазменная сварки) является то, что в результате быстродействия взрыва соединяемые поверхности не успевают разогреться. Это позволяет избежать появления широкой зоны термического влияния в области сварного соединения и существенное сузить зону перемешивания химических элементов. Так, в биметаллическом композите «сталь-сплав TiNi», полученном лазерной сваркой, ширина зоны перемешивания составляет от 800 до 1000 микрон. В тоже время, если лазерную сварку заменить на сварку взрывом, то ширина зоны перемешивания уменьшается в 100 раз и составляет всего 6–10 микрон. Естественно полагать, что характеристики сварного соединения могут зависеть не только от типа сварки, но и свариваемых материалов. Поэтому целью данной работы явилось изучение ОТ строения сварного шва и распределения микротвердости в двух биметаллических композитах, в которых сплав Ti-50.7 at.%Ni был соединен сваркой взрывом со стальной пластиной (X18H10T) или с пластиной эквиатомного сплава Ti-50.0 ат.%Ni. Если первый тип биметаллического композита «сталь-сплав TiNi» достаточно хорошо изучен, то композит «сплав Ti-50.7 ат. %Ni - сплав Ti-50.0 ат. %Ni» является новым материалом и поэтому представляет исключительный интерес, как с научной, так и с практической точек зрения.

В качестве объектов исследования были выбраны биметаллические композит «X18H10T – сплав Ti-50.7 ат.%Ni», полученный сваркой взрывом при комнатной температуре и композит «сплав Ti-50.0 ат. %Ni - сплав Ti-50.7 ат. %Ni», полученный сваркой взрывом при температуре 100 °С. С помощью оптической микроскопии были определены качество сварного шва и толщины биметаллического композита и его составляющих. Распределение химических элементов в биметаллическом композите исследовали методом микрорентгеноспектрального анализа INCA ENERGY 350хact/Synergy package Premium. Распределение микротвердости в направлении перпендикулярном сварному шву проводили по методу Викерса на микротвердомере BUEHLER Micromet 5103 при нагрузке 10 гс. Гистограммы распределения микротвердости строили по стандартному методу. При подготовке поверхности образца для измерения микротвердости биметаллические композиты заливали в твердеющую смолу и подготавливали металлографический шлиф. Для этого биметаллический композит устанавливали так, чтобы торцевая часть образца была параллельна поверхности шлифа. Дополнительно методом дифференциальной сканирующей калориметрии исследовали кинетику мартенситных превращений в слоях сплава TiNi при охлаждении и нагревании в интервале температур от 100 °C до -100 °C.

Полученные данные показали, что в биметаллическом композите «сталь – сплав Ti–50.7 ат.%Ni» сварной шов является очень узким, а его ширина не превосходит одного микрона (рис. 1*a*).



Рис. 1. Фотографии сварного шва в биметаллическом композите «сталь X18H10T – сплав Ti – 50.7 ат.%Ni» (*a*) и «сплав Ti–50.0 ат.%Ni – сплав Ti–50.7 ат.%Ni» (б).

Кроме этого следует отметить, что форма шва была ровной, не волнообразной. Каких-либо макроскопических дефектов вблизи шва обнаружено не было. В отличие от биметаллического композита «сталь – сплав TiNi» в образце «сплав Ti–50.0 ат.%Ni – сплав Ti–50.7 ат.%Ni» граница между двумя сплава выявляется плохо, а ширина сварного шва меняется от 20 до 50 микрон. На рис. 1 б видно, что между двумя слоями сплава TiNi с различным составом находится широкая полоса, внутри которой наблюдаются небольшие сферические включения/поры. Кроме этого, поверхность соединения – волнистая.

Исследование распределения химических элементов в образце «сталь – сплав TiNi» показало, что ширина переходной зоны между стальной пластиной и пластиной из никелида титана, в которой наблюдается изменение концентрации химиче-



Рис. 2. Изменение концентрации химических элементов в области сварного шва в биметалле «сталь X18H10T – сплав Ti–50.7 ат.%Ni»

ских элементов (Fe, Cr, Ni, Ti,), составляет от 3 до 6 микрон. Вне этой зоны состав пластин соответствует химическому составу исходных материалов (рис. 2).

В образце «сплав TiNi – сплав TiNi» изменения в распределении химических элементов обнаружено не было в связи с тем, что в исходных пластинах сплава TiNi различие в концентрации никеля было незначительным. Таким образом, можно заключить, что контраст, который создает широкая сварная область в образце «сплав TiNi –сплав TiNi» не связан с изменением химического состава.

Возможно, это может быть обусловлено тем, что при соединении двух различных по составу пластин сплава TiNi происходит разо-

грев поверхностей и в области сварного соединения образуется зона термического влияния, в которой структура сплавов отличается от структуры сплавов в основном объеме материалов, составляющих биметаллический композит. Для того, чтобы проверить это предположение исследовали распределение микротвердости в направлении перпендикулярном сварному соединению. На рис. 3 представлена полученная зависимость микротвердости от расстояния до шва. Видно, что слой сплава Ti – 50.7 ат. %Ni характеризуется большей микротвердостью, чем слой сплава Ti – 50.0 ат. %Ni. Это связано с тем, что при комнатной температуре, при которой проводили измерения микротвердости различные слои, отличающиеся химическим составом, находятся в различный структурных состояниях.



Рис. 3. Распределение микротвердости в биметаллическом композите «сплав Ti – 50.0 ат.%Ni – сплав Ti – 50.7 ат.%Ni»

Согласно данным дифференциальной сканирующей калориметрии, слой сплава Ti-50.0 ат.%Ni при температуре 20 °С находится в низкомартенситном температурном coстоянии, а слой сплава Ті-50.7ат.%Ni - в высокотемпературном аустенитном состоянии. Это приводит к тому, что при внедрении индентора различные слои деформируются по разным механизмам. При деформировании слоя сплава Ti-50.0 ат.%Ni происходит переориентации мартенситных кристаллов, что приводит к накоплению значительной остаточной деформации. Как следствие, отпечаток индентора оказывается большим, а микротвердость – маленькой. Слой сплава Ti-50.7 ат.%Ni при внедрении индентора деформируется за счет на-

ведения мартенситной фазы, т.е. проявляется свойство псевдоупругости. Большая часть деформации восстанавливается при разгрузке, за счет этого отпечаток оказывается незначительным, а микротвердость возрастает. На рис. 3 видно, что микротвердость меняется от значения 300 до 230 МПа, что связано с изменением механизма деформирования слоев сплавов TiNi с различным составом. Таким образом, можно заключить, что структура широкого сварного шва незначительно отличается от структуры основного объема пластин сплавов TiNi с различным составом. По всей видимости этот широкий шов является переходной областью между двумя сплавами TiNi с различным содержанием никеля.

По результатам работы можно сделать следующие выводы:

1. При сварке взрывом двух пластин сплава TiNi с различной концентрацией никеля четкой границы между двумя материалами не образуется, а возникает широкая переходная зона, в которой свойства меняются непрерывно.

2. Различие в микротвердости слоев сплавов на основе TiNi с различной концентрацией никеля определяется механизмами деформирования слоев, находящихся в различных структурных состояниях.

Работа выполнена в рамках Российско-Белорусского гранта РФФИ-БФФИ.

ПРОЦЕССЫ ВЫДЕЛЕНИЯ ТЕПЛА ПРИ НАГРЕВАНИИ СПЛАВА Ті–50.2 ат.%Ni, ПОДВЕРГНУТОГО ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Беляев С.П.¹, Реснина Н.Н.¹, Слесаренко В.Ю.¹, Пилюгин В.П.², Дроздова М.А.¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия ²Институт физики металлов Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия slslesarenko@gmail.com

Воздействие интенсивных пластических деформаций приводит к сильному изменению структуры материала: возрастает плотность дефектов, уменьшается размер зерна, а при больших величинах деформации происходит аморфизация сплава [1]. При последующем отжиге в деформированном материале могут реализовываться различные процессы, сопровождающиеся выделением или поглощением тепла, такие как кристаллизация, рост зерен, релаксация внутренних напряжений. Задачей настоящей работы явилось изучение процессов выделения тепла в образцах никелида титана, подвергнутых сдвигу под давлением.

Исследовали сплав Ti-50.2 ат.% Ni с памятью формы. Из пластины толщиной 0.55 мм вырезали образцы диаметром 5 мм, которые в дальнейшем были подвергну-

ты сдвигу под давлением на 3.5 оборота наковален Бриджмена до величины истинной деформации 5.3 единицы, вычисляемой по формуле $\varepsilon = \ln\left(\frac{\theta r}{l}\right)$, где θ – угол

закручивания в радианах, *r* и *l* – радиус и толщина образца, соответственно. На рентгенограммах, полученных на деформированных образцах, на фоне аморфного гало не наблюдается пиков кристаллической фазы. С помощью дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) показано, что в интервале температур 140 °C ÷ -100 °C в деформированных образцах не реализуются мартенситные превращения. Таким образом, на основе данных рентгеноструктурного анализа и ДСК можно сделать вывод, что структура образцов является аморфной.

Для изучения процессов выделения тепла полученные образцы нагревали в камере дифференциального сканирующего калориметра до температуры 550 °C со скоростями 10 (образец 1), 20 (образец 2) и 40 °С/мин (образец 3). На калориметрических кривых (рис. 1) наблюдаются три пика выделения тепла: А, Б и В, при этом интенсивность пика Б в несколько раз превышает интенсивность пиков А и В. С помощью модели Киссинджера [2] оценена энергия активации процесса, сопровождаемого выделением тепла в интервале температур пика Б. Ее значение составило 222 кДж/моль, в то время как энергия активации процесса, связанного с выделением тепла в интервале температур пика А, составила всего 5.5 кДж/моль. При нагревании аморфного сплава при определенной температуре происходит его кристаллизация. В работе [3] было показано, что процесс кристаллизации в никелиде титана, подвергнутом сдвигу под давлением, характеризуется энергией активации величиной 200-250 кДж/моль. Следовательно, можно полагать, что пик Б связан именно с кристаллизацией аморфного сплава. Тогда пик А можно связать со структурной релаксацией, предшествующей кристаллизации, а пик В с ростом зерен, сформировавшихся при кристаллизации.



Рис. 1. Калориметрические кривые, полученные при нагреве с разными скоростями от 0 до 550 °С предварительно деформированных образцов.

Рентгеноструктурный анализ образцов после нагрева до 550 °C показал, что все образцы находятся в кристаллическом состоянии. На калориметрических кривых, полученных при охлаждении кристаллизованных образцов от 140 до 0 °C со скоростью 10 °C/мин, наблюдаются два пика выделения тепла A и Б (рис. 2*a*). Пик Б на кривой, полученной при охлаждении образца 3, сильно размыт и очевидно состоит из двух близко расположенных. На калориметрических кривых, полученных при последующем нагреве от 0 до 140 °C со скоростью 10 °C/мин, для образцов 1 и 2 наблюдаются два пика, в то время как для образца 3 наблюдается один широкий пик.



Рис. 2. Калориметрические кривые, полученные при охлаждении (*a*) и нагревании (*б*) образцов в интервале 0 ÷ 140 °C, после нагрева до 550 °C.

С помощью термоциклирования в интервале неполных мартенситных превращений установлено, что при охлаждении параллельно реализуется две последовательности мартенситных переходов B2→R→B19' и B2→B19', и температуры этих превращений незначительно отличаются. При обратном превращении фаза B19' переходит в B2 фазу, однако температуры превращения различны для мартенсита, полученного при охлаждении напрямую из B2 фазы и через промежуточную R фазу. Такая кинетика мартенситных превращений говорит о том, что после значительных пластических деформаций и последующей кристаллизации в образцах никелида титана формируются области кристаллической фазы, испытывающие мартенситные превращения в различной последовательности и при различной температуре [4].

Таким образом, в работе показано, что

1. При нагревании предварительно деформированных образцов до 550 °C с разными скоростями наблюдаются три пика выделения тепла, связанные со структурной релаксацией, кристаллизацией и последующим ростом зерен.

2. После интенсивных пластических деформаций и последующей кристаллизации в образцах сплава Ti-50.2 ат.% Ni формируются области, испытывающие различную кинетику мартенситных превращений.

Список литературы

- 1. Зельдович В.И., Фролова Н.Ю., Пилюгин В.П., Гундырев В.М. Аморфные и нанокристаллические структуры в никелиде титана, полученные при интенсивной пластической деформации и последующем нагреве // Физика металлов и металловедение. 2004. Т. 97. № 1. С. 55-63.
- 2. Chen L.C., Spaepen F. Analysis of calorimetric measurements of grain growth // Journal of Applied Physics. 1991. T. 69. № 2. C. 679.
- 3. Inaekyan K., Brailovski V., Prokoshkin S., Korotitskiy A., Glezer A. Characterization of amorphous and nanocrystalline Ti–Ni-based shape memory alloys // Journal of Alloys and Compounds. 2009. T. 473. № 1-2. C. 71-78.
- Resnina N., Belyaev S. Multi-stage martensitic transformations induced by repeated thermal cycling of equiatomic TiNi alloy // Journal of Alloys and Compounds. 2009. T. 486. C. 304-308.

СТРУКТУРАВ АУСТЕНИТНОЙ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ ПОСЛЕ РАВНОКАНАЛЬНОГО УГЛОВОГО ПРЕССОВАНИЯ

Абрамова М.М., Караваева М.В., Александров И.В.

Уфимский государственный авиационный технический университет, г. Уфа, <u>abramovamm@yandex.ru</u>

В настоящей работе исследованы изменения структуры аустенитной нержавеющей стали AISI 316L, подвергнутой интенсивной пластической деформации (ИПД). ИПД реализовали методом равноканального углового прессования (РКУП) с различным количеством проходов (1, 2, 4, 8, 12) при температуре 500°С. Оснастка для РКУП имела угол пересечения каналов 120°. РКУП подвергали цилиндрические заготовки длиной 60 мм и диаметром 10 мм. Исследование структуры методом оптической металлографии показало, что в образце, отожженном при 500 °С и принятом как образец – свидетель, микроструктура в целом однородна, как и в исходном состоянии, со средним размером зерен 25–30 мкм.



Рис. 1. Микроструктура стали AISI 316L в исходном состоянии

РКУП привело к сильному уменьшению размеров структурных элементов.

После одного прохода РКУП в осевом сечении наблюдается металлографическая текстура. В структуре присутствуют зерна, соизмеримые по размеру с исходным состоянием и зерна меньшего размера. При этом доля малоугловых границ зерен значительно увеличивается по сравнению с исходным состоянием, для которого характерны высокоугловые границы зерен. В тонкой структуре видны субзерна различной формы, размеров и взаимного расположения: наряду с равноосными фрагментами, размер которых составляет 260±30 нм, на темнопольном изображении наблюдаются удлиненные фрагменты



Рис. 2. Микроструктура стали AISI 316. Продольное сечение, *а* – после одного прохода, *б* – после двух проходов РКУП

После двух проходов РКУП вытянутость зерен менее заметна, чем после одного прохода (рис. 2, б). Наблюдаются деформационные полосы, пересекающие весь образец, которые видны и после четырех проходов. Доля малоугловых границ превышает долю высокоугловых. После четырех проходов РКУП структура более однородна. ПЭМ наблюдения указывают на формирование смешанной фрагментированной структуры. Средний размер фрагментов составляет 180 ± 40 нм.



Рис. 3. Тонкая структура стали после четырех проходов РКУП в продольном сечении

Размер фрагментов после восьми проходов РКУП составляет 170±32 нм (рис. 4). Доля малоугловых границ превышает долю высокоугловых, но в отличие от предыдущего состояния, доля высокоугловых границ намного больше.



Рис. 4. Тонкая структура стали после восьми проходов РКУП в продольном сечении

После двенадцати проходов РКУП происходит дальнейшее измельчение структуры. Средний размер равноосных фрагментов в этом состоянии составляет 102±24 нм. В микроструктуре практически отсутствуют удлиненные фрагменты (рис. 5). Доля высокоугловых границ повышается по сравнению с предыдущим состоянием.



Рис. 5. Тонкая структура стали после двенадцати проходов РКУП в продольном сечении

Таким образом, в результате РКУП сформировалась микрокристаллическая структура, зерна которой содержат СМК-фрагменты. Структура характеризуется слабым измельчением исходных аустенитных зерен от 35 до 19 мкм, но при этом происходит образование фрагментированной субзеренной структуры, предположительно в результате протекания динамической полигонизации. Размер фрагментированных субзерен лежит в интервале 260–100 нм. Количество высокоугловых границ повышается с увеличением числа проходов РКУП.

MONTE CARLO SIMULATIONS OF THE MAGNETOCALORIC EFFECT IN Ni₂Mn_{0.75}Cu_{0.25}Ga HEUSLER ALLOYS

Sokolovskiy V.V., Buchelnikov V.D., Saunina S.I.

Chelyabinsk State University, Chelyabinsk, Russia, vsokolovsky84@mail.ru

Today great efforts are devoted to the search for ferromagnetic materials suitable for application as refrigerants in the magnetic cooling devices. The MCE is an adiabatic temperature change (ΔT_{ad}) or isothermal magnetic entropy change (ΔS_{mag}) of any magnetic material with a change of an external magnetic field [1]. Some of the recently reported systems that exhibit a large MCE near room temperature include Gd–Si–Ge, La–Fe–Si, Mn–Fe–P–As, and Ni–Mn–Ga alloys [2]. The phase transitions responsible for the large MCE in these systems are the magnetostructural (MS) ones, i.e. a magnetic and a structural phase transitions which occur at the same temperature.

Recent experimental studies of non-stoichiometric Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga alloys have shown that an increase of the Ni excess leads to rise of the martensitic transformation temperature T_m whereas the Curie temperature T_C shows a tendency to decrease with deviation from a stoichiometry [3]. At a concentration interval from $x \approx 0.18$ to $x \approx 0.27$ the temperatures of structural and magnetic phase transitions are merged. In these cases the large values of MCE caused by the coupled first order MS phase transition are observed [4]. In the case of the substitution of gallium with indium, i.e., Ni₂MnGa_{1-x}In_x, both T_m and T_C were found to decrease in temperature with increasing indium concentration [5]. In another study, Mn was partially substituted with Fe in Ni_{50.5}Mn_{25-x}Fe_xGa_{24.5} which resulted in a reduction in T_m and an increase in T_C [6]. Replacing Mn with Co or Cu in Ni₂Mn_{1-x}M_xGa (M = Co, Cu), resulted in a decrease in T_C and an increase in T_m and, for $x \approx 0.25$, the two transition temperatures were found to coincide $T_m = T_C$ [7]. In a recent study, a giant MCE of $\Delta S_{mag} \approx -64$ J/(kgK) at 308 K and in a magnetic field change of 5 T was observed in Ni₂Mn_{0.75}Cu_{0.25}Ga [8]. We can see that the giant value of MCE at the coupled transition occurs very close to the room temperature. For comparison, the value of MCE in Ni_{2.20}Mn_{0.80}Ga ($T_m = T_C = 352$ K) in a magnetic field change of 5 T is following, $\Delta S_{mag} \approx -30$ J/(kgK) [4]. We consider that theoretical research of Ni₂Mn_{1-x}Cu_xGa alloys will able to predict new compositions with larger MCE at room temperature. It might result in the outcome of potential magnetic refrigerant that would be affordable and efficient.

In the present work we report the theoretical study of the magnetocaloric properties of $Ni_2Mn_{0.75}Cu_{0.25}Ga$ Heusler alloys using *ab initio* and Monte Carlo calculations.

Monte Carlo simulations have been carried out using Metropolis algorithm. The full information about algorithm is presented in the work [9]. Proposed theoretical model takes into account magnetic and elastic interactions on the real three-dimensional lattice with real unit cell of Ni-Mn-Ga Heusler alloys. The cubic L2₁ structure consists of four interpenetrating fcc sublattices with Mn at site (1/2, 1/2, 1/2), Ga at site (0, 0, 0) and Ni at sites (1/4, 1/4, 1/4) and (3/4, 3/4, 3/4), respectively [9]. In the case of Ni₂Cu_{0.25}Mn_{0.75}Ga alloy, the Cu atoms are located at regular Mn positions. We have used the simulation cell which contains 824 Mn, 1728 Ni, 274 Cu, and 1099 Ga atoms. The *ab initio* calculations have shown that the magnetic interactions between Cu and Mn (Ni) atoms are neglible. Therefore in our simulations we consider that the Cu atoms are non-magnetic ones as the Ga atoms. So, we propose that the Mn and Ni atoms have magnetic and structural degrees of freedom whereas sites occupied by Ga and Cu atoms have only structural degrees of freedom. The whole system can be considered as consisting of interacting magnetic and structural subsystems.

The full Hamiltonian (Eq. 1) consists of three contributions [9, 10]. The magnetic part is described by a 3–5-state Potts model (Eq. 2), the structural part is described by a degenerate Blume-Emery-Griffiths (BEG) model (Eq. 3), and the magnetostructural interaction is defined by (Eq. 4). For calculation of magnetic and magnetocaloric properties of Ni-Cu-Mn-Ga alloy we have used standard equations as in the work [9].

$$H = H_m + H_{el} + H_{int}, \qquad (1)$$

$$H_{m} = -\sum_{\langle i,j \rangle}^{NN} J_{i,j}^{m} \delta_{S_{i},S_{j}} - g \mu_{B} H_{ext} \sum_{i}^{N} \delta_{S_{i},S_{g}} , \qquad (2)$$

$$H_{el} = -J \sum_{\langle i,j \rangle}^{NN} \sigma_i \sigma_j - K \sum_{\langle i,j \rangle}^{NN} (1 - \sigma_i^2) (1 - \sigma_j^2) - k_B T \ln(p) \sum_i (1 - \sigma_i^2) -K_1 g \mu_B H_{ext} \sum_i^N \sigma_g \sigma_j \sum_{\langle i,j \rangle}^{NN} \sigma_i \sigma_j$$
(3)

$$H_{int} = 2\sum_{\langle i,j \rangle}^{NN} U_{i,j} \delta_{S_i,S_j} (\frac{1}{2} - \sigma_i^2) (\frac{1}{2} - \sigma_j^2) - \frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle}^{NN} U_{i,j} \delta_{S_i,S_j} .$$
(4)

Here $J_{i,j}^{m}$ is the magnetic exchange parameter. S_i is a spin defined on the lattice site i = 1, ..., N. The Kronecker symbol, $\delta_{Si,Sj}$, restricts spin-spin interactions to the interactions between the same q_{Mn} states for Mn atoms and q_{Ni} states for Ni atoms, where q_{Ni} and q_{Mn} are the numbers of magnetic states of Ni and Mn atoms [9]. The other Kronecker symbol, $\delta_{Si,Sg}$, couples the spin system to the external magnetic field H_{ext} . S_g is called ghost spin [9], its impact is that positive H_{ext} favors spin parallel to the ghost spin. μ_B is Bohr's magneton, g is the Lande factor. J and K are the structural exchange constants for the tetragonal and cubic states, respectively. The variable $\sigma_i = 1, 0, -1$ defines the deformation state near each lattice site. p is a degeneracy factor that characterizes the number of structural variants. The states $\sigma_i = \pm 1$, and 0 represent the tetragonal and cubic phase, respectively. K_1 is the dimensionless magnetoelastic interaction constant. σ_g is a ghost deformation state, characterized by the structural variant which is favored in an external magnetic field [9]. T is the temperature. k_B is the Boltzmann constant. U_{ij} is magnetoelastic interaction parameter. Summation is taken over neighbor pairs for in the first, second and third coordination spheres.

For the calculation of the MCE of Ni₂Mn_{0.75}Cu_{0.25}Ga, we have used next parameters listed in Table 1. d/a is a function of the distance between the atoms in units of the lattice constant *a*.

	$ \begin{array}{c} J^m{}_{\rm Mn-Mn} \\ (d/a \approx 0.7) \end{array} $	$J^{m}_{\text{Mn-Mn}} (d/a \approx 0.8)$	$J^{m}_{\text{Mn-Mn}} (d/a \approx 1.0)$	$J^{m}_{\text{Mn-Ni}}$ (<i>d</i> / <i>a</i> ≈0.47)	U	K
Austenite($c/a = 1$)	-0.1077		1.3944	4.1921	1.2	0.75
Martensite ($c/a = 1.25$)	4.3641	2.4186	-1.1016	5.3955	2.2	0.75

Table 1. Model parameters (in meV) for Ni₂Mn_{0.75}Cu_{0.25}Ga alloy (J = 2meV and $K_1 = 0.25$)

Figure 1 shows the theoretical thermomagnetization curves, strain deformations and MCE of Ni₂Mn_{0.75}Cu_{0.25}Ga alloy in a magnetic field of zero and 1.83 T. As we can see from Fig. 1a, the calculated normalized magnetization *m* and strain order parameter ε coincide for various magnetic fields, which points to a coupled MS phase transition. It should be noted that the coupled MS transformation experimentally is observed in Ni₂Mn_{0.75}Cu_{0.25}Ga alloy [7].

In Fig. 1b we have compared the theoretical result of ΔT_{ad} with experimental value. The experimental data have been obtained our group from direct measurements of the MCE. Theoretical ΔT_{ad} curves have been calculated using (Eq. 7). We can see here a good agreement of the proposed model and experimental data.

In summary we would like to point out that the magnetic exchange parameters have been calculated using SPR-KKR package [10]. Our simulations of J_{ij} integrals have shown that the increase of the Cu excess in Ni₂Mn_{1-x}Cu_xGa leads to the dilution of the magnetic subsystem by non-magnetic atoms and to vanish of magnetic properties and violation of the magnetoordered structure. It should be noted that *ab initio* exchange parameters in the model are useful to predict magnetocaloric properties of different magnetic Heusler alloys. In particular, the Monte Carlo simulations allow us to study how a change in the magnetic interactions with composition will influence on the value of MCE. Magnetocaloric properties have been investigated for the composition Ni₂Mn_{0.75}Cu_{0.25}Ga with the coupled MS phase transition. This alloy is a one of the good candidates as refrigerant in the magnetic cooling technology, since the MCE is observed at the room temperature. Our simulations have shown a very good agreement between theoretical and experimental curves of ΔT_{ad} .



Fig. 1. (*a*) Calculated temperature dependence of the normalized magnetization *m*, tetragonal distortion ε for Ni₂Mn_{0.75}Cu_{0.25}Ga in magnetic field of 0 to 1.83 T. Here, lines with filled symbols mark the normalized magnetization *m*, whereas solid and dashed lines mark the order parameter ε . (*b*) Theoretical and experimental adiabatic temperature changes for Ni₂Mn_{0.75}Cu_{0.25}Ga with magnetic field change from 0 to 1.83 T. Here, lines with solid (open) symbols are theoretical (experimental) curves.

This work was supported by RFBR (grants 10-02-96020-r-ural, 11-02-00601) and RF President grant MK-6278.2012.2.

- A.M. Tishin and Y.I. Spichkin, The magnetocaloric effect and its applications, IOP Series in Condensed Matter Physics, Series Editors J.M.D. Coey, D.R. Tilley and R. Vij (IOP, Bristol, 2003).
- 2. K.A. Gschneidner Jr., V.K. Pecharsky, and A.O. Tsokol, Rep. Prog. Phys. 68 (2005) 1479.
- 3. V.V. Khovaylo, V.D. Buchelnikov, R. Kainuma et al., Phys. Rev. B 72 (2005) 224408.

- 4. V. Khovaylo, V. Koledov, V. Shavrov et al., *Proc. Second IIF II R Intern. Conf. Magnetic Refrigeration at Room Temperature* (Portoroz, Slovenia, 2007). P. 217.
- 5. M. Khan, I. Dubenko, S. Stadler, and N. Ali, J. Phys.: Condens. Matter 16 (2004) 5259.
- 6. Z. H. Liu, M. Zhang, W. Q. Wang, et al., J. Appl. Phys. 92 (2002) 5006.
- 7. M. Khan, I. Dubenko, S. Stadler, and Naushad Ali, J. Appl. Phys. 97 (2005) 10M304.
- 8. S. Stadler, M. Khan, M. Gomes, et al., Appl. Phys. Lett. 88 (2006) 192511.
- 9. V.D. Buchelnikov et al., Phys. Rev. B 81 (2010) 094411.
- 10. H. Ebert, D. Ködderitzsch and J. Minár, Reports on Progress in Physics 74 (2011) 096501.

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА НИКЕЛИДА ТИТАНА НА ДЕФОРМИРУЕМОСТЬ С ТОКОМ

Потапова А.А. ^{1,2}, Столяров В.В. ^{1,2}

¹Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Москва, Россия ²Московский государственный индустриальный университет, Москва, Россия ls3216@yandex.ru

Недавно было показано, что для получения материалов с высоким уровнем механических и технологических свойств можно использовать метод электропластической прокатки (ЭПП) [1], который в сочетании с постдеформационным отжигом позволяет добиться значительного структурного измельчения [1,2] и повысить деформируемость – максимальную деформацию до разрушения – в 1,5–2 раза по сравнению с другими методами холодной обработки давлением. Вместе с тем, сплавы с памятью формы на основе интерметаллидного соединения TiNi достаточно разнообразны по химическому и фазовому составу, влияние которого на особенности ЭПП ранее не исследовалось. Целью данной работы является сравнение деформируемости, структуры и микротвердости при ЭПП сплавов Ti_{50.0}Ni_{50.0} и Ti_{49.2}Ni_{50.8}, стехиометрического и застехиометрического составов, соответственно.

С целью определения влияния исходного фазового состава материалами исследования были выбраны сплав $Ti_{49.2}Ni_{50.8}$, обладающий в закаленном состоянии структурой B2-аустенита, и сплав $Ti_{50.0}Ni_{50.0}$ с исходной структурой B19'-мартенсита в форме горячекатаных прутков Ø6.1x135 мм. Для сравнения деформационной способности при прокатке с током образцы были подвергнуты ЭПП до разрушения. Прокатка с применением импульсного тока велась на двухвалковом прокатном стане с валками, имеющими калибровочные отверстия, при комнатной температуре со скоростью 5 см/с в пошаговом режиме при регулируемом разовом обжатии по толщине (~ 50 мкм) при плотности однополярного импульсного тока *j* = 90±5 A/мм², длительности импульса 120x10⁻⁶с и частотой 800–1000 Гц.

Показано, что прокатка с током для каждого из сплавов повышает деформируемость в 6-10 по сравнению с прокаткой без тока. Видно, что деформационная способность сплава Ti_{50.0}Ni_{50.0} выше, чем у сплава Ti_{49.2}Ni_{50.8} как без использования тока, так и при ЭПП. Применение импульсного тока позволяет деформировать сплав стехиометрического состава до степени деформации е=3.6, что в 3 раза выше аналогичной величины для сплава застехиометрического состава.

Измерение микротвердости в процессе ЭПП обоих сплавов показало ее значительное повышение по сравнению с исходным недеформированным состоянием (рис.1). Однако степень деформационного упрочнения у сплавов различная. Видно, что сплав Ti_{49.2}Ni_{50.8} более интенсивно упрочняется в процессе ЭПП. В работе также показано, что постдеформационные отжиги при 450–500 °C сплавов $Ti_{49,2}Ni_{50,8}$ и $Ti_{50,0}Ni_{50,0}$ приводят к формированию наноструктурного состояния с размером зерен 60–100 нм.



Рис. 1. Микротвердость в зависимости от степени деформации: $1 - Ti_{49.2}Ni_{50.8}, 2 - Ti_{50.0}Ni_{50.0}, 3 - Ti_{49.2}Ni_{50.8}$ + отжиг при 500 °C, $4 - Ti_{50.0}Ni_{50.0}$ + отжиг при 500 °C

Таким образом, проведенное исследование показало, что при комнатной температуре сплав $Ti_{50.0}Ni_{50.0}$ с исходной мартенситной структурой обладает существенно большей деформационной способностью при прокатке с током, чем сплав $Ti_{49.2}Ni_{50.8}$ с исходной структурой B2-аустенита. Максимально достигнутая деформация первого в 3 раза выше. Кроме того, застехиометрический сплав более интенсивно упрочняется при увеличении деформации и обладает более высокой микротвердостью (в полтора раза больше), чем эквиатомный при одной и той же степени деформации.

Список литературы

- 1. Столяров В.В. Электропластическая деформация как способ получения наноструктурного сплава TiNi \ Научная сессия МИФИ-2009. Том 3. – С. 88-91
- 2. Столяров В.В., Угурчиев У.Х., Трубицына И.Б., Прокошкин С.Д., Прокофьев Е.А. Интенсивная электропластическая деформация сплава TiNi. // Физика и техника высоких давлений.-2008. -Т. 16-№ 4. -с. 48-51.

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЛАВОВ Zr-Nb С ПОМОЩЬЮ ДСК

Горнакова А.С., Страумал Б.Б.

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия <u>alenahas@issp.ac.ru</u>

Целями работы было исследовать: 1 – есть ли связь между явлением зернограничного фазового перехода смачивания (ЗФПС) и кривыми тепловыделения полученными с помощь дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК); 2 – отличие кривых тепловыделения для крупнокристаллических и нанокристаллических сплавов, полученных с помощью ДСК.

Ранее нами были получены температурные зависимости доли смоченных границ зерен для двух исследованных нами сплавов Zr–Nb (рис. 2) [1], в температурном интервале от 620 до 860°C (рис. 1).



Рис. 1. Объемная фазовая диаграмма Zr–Nb.

Рис. 2. Температурные зависимости доли смоченных границ зерен.

Для проведения ДСК были приготовлены две серии образцов Zr-2,5масс.%Nb (литой сплав и после интенсивной пластической деформации (ИПД)) и Zr-8масс.%Nb (литой сплав и после ИПД). Интенсивная пластическая деформация проводилась методом кручения под давлением 5 ГПа, 5 оборотов. На полученных образцах сначала проводился рентгеноструктурный анализ, с помощью дифрактометра Siemens-D500-BRAUN. У образца после ИПД зафиксирована новая фаза, которой нет в литом образце, омега-цирконий, т.е. фаза высокого давления. Аналогичная ситуация и для сплава Zr-8масс.%Nb, после ИПД появляется новая омега-фаза высокого давления.

Рассмотрим кривые тепловыделения на Рис. 3, полученные с помощью ДСК, для сплава Zr–2,5масс.%Nb. Остановимся более подробно на кривой DDSC (нижняя красная линия; производная от кривой DSC – верхняя синяя линия). На Рис. 3а (литой сплав) мы видим несколько ярко выраженных минимумов и максимумов. Рассмотрим кривую DDSC слева направо, вверх по температуре. Первый ярко выраженный максимум находится при $T = 480\pm20^{\circ}$ C. Мы считаем, что при данной температуре начинается экзотермическая реакция растворения β-Zr. Два ярких максимума при $T = 600\pm20^{\circ}$ C и $T = 830\pm20^{\circ}$ C соответствуют началу и концу двухфазной области α -Zr + β-Zr (β-Nb) (см. фазовую диаграмму на рис. 1). Теперь обратим внимание на два минимума при $T = 680\pm20^{\circ}$ C и $T = 800\pm20^{\circ}$ C – это температурная область, в которой мы наблюдали зернограничное смачивание (см. рис. 2). И последняя особенность, которая пока необъяснима, возникает при $T = 720\pm20$ °C, в этой области не удалось получить микроструктуру для подсчета доли смоченных границ зерен.

На рис. 36 (кривая после ИПД) мы видим два ярко выраженных минимума при $T = 500\pm20$ °C и $T = 590\pm20$ °C. Мы считаем что один из них соответствует исчезновению омега-фазы, а второй – экзотермической реакции растворения β-Zr. Два максимума при $T = 620\pm20$ °C и $T = 830\pm20$ °C – соответствуют началу и концу двухфазной области α-Zr + β-Zr (β-Nb).



Рис. 3. Кривые тепловыделения, полученные с помощью дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК): (*a*) для поликристаллического литого образца Zr–2,5 масс.% Nb и (*б*) для образца Zr–2,5 масс.% Nb после интенсивной пластической деформации (ИПД).

Как видно, отличие между рис. 3a и рис. 36 есть, и оно довольно сильное, а также прекрасно описывает процессы, происходящие в литом сплаве Zr–2,5масс.%Nb и в данном сплаве после ИПД.

Для сплава Zr–8 масс.% Nb картина повторяется, с одним отличием: нет особенностей связанных с ЗФПС. Скорее всего это связано с тем, что ЗФПС происходит плавно (см. Рис. 2) во всей двухфазной области, без каких-либо особенностей.

1. А.С. Горнакова, Б.Б. Страумал, А.Л. Петелин, А.Б. Страумал. ТВЕРДОФАЗНОЕ СМА-ЧИВАНИЕ НА ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН В СИСТЕМЕ Zr–Nb. Известия РАН. Серия физическая. 2012, том 76, N1, с. 114-117.

ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗАТРАТ ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ ОБРАЗЦОВ ИЗ НИЗКОЛЕГИРОВАННОЙ СТАЛИ, ПОДВЕРГНУТОЙ КОМБИНИРОВАННОЙ ОБРАБОТКЕ

Иванов А.М., Лукин Е.С.

ФГБУН Институт физико-технических проблем Севера им. В.П. Ларионова СО РАН, г. Якутск, Россия a.m.ivanov@iptpn.ysn.ru

Представлены результаты по определению механических свойств и оценке удельной работы пластических деформаций, удельной поглощенной материалом энергии и удельной теплоты при одноосном растяжении плоских образцов из стали 09Г2С, упрочненных комбинированием методов интенсивной пластической деформации.

Материал и методика исследования

Для оценки энергетических затрат при пластическом деформировании были выбраны образцы из низколегированной стали 09Г2С в различном состоянии. Химический состав стали: 0,12% C; 0,008% N; 0,5-0,8% Si; 0,035% P; 0,04% S; 0,3% Cr; 1,3-1,7% Mn; 0,3% Ni; 0,3% Cu; 0,08% As, остальное Fe. Химический анализ проведен на атомно-эмиссионном спектрометре «Foundry-Master» фирмы «Worldwide Analytical Systems AG (WAS AG)»). Сталь 09Г2С имеет ферритно-перлитную структуру со средним размером зерна 18,5 мкм.

В ходе выполнения исследований были проведены эксперименты по обработке стали 09Г2С: ковка в три цикла; ковка при разных температурах и равноканальное угловое прессование (РКУП); ковка, РКУП и низкотемпературный отжиг.

Оценка поглощенной при пластическом деформировании образцов из стали 09Г2С проводилась с использованием разработанной экспериментально-расчетной методики на основе тепловизионных измерений температуры [1, 2]. Использовался тепловизор ТКВр-ИФП.

Комбинированная механическая (ковка и РКУП) и термическая обработка заготовок из стали 09Г2С

Для регулирования состояния стали перед РКУП использовали ковку. Варьировалась температура начала и окончания ковки: 1173–1023 К, 1323–1073 К и 1323–1123 К. При ковке заготовок нагрев осуществлялся в горне с контролем температуры заготовки с помощью инфракрасного термометра модели DT-8859, у которого диапазон измеряемой температуры 223–1873 К, разрешение 0,1°, спектральная чувствительность 8–14 мкм. Всесторонняя ковка нагретых заготовок размером Ø30×90 мм в 3 цикла производилась с помощью пневматического молота модели MA4129A с номинальной массой молота 75 кг.



Рис. 1. Зависимость удельной работы пластической деформации a_p , поглощенной энергии e_s и выделившейся теплоты q от относительного удлинения образца δ для стали 09Г2С в различных состояниях: a) ковка в 3 цикла (температура начала ковки -1173 К/окончания – 1023 К), охлаждение в масле; δ) ковка в 3 цикла 1323/1073 К, охлаждение в масле + РКУП, B_C, 673 К, n = 4; e) ковка в 3 цикла 1323/1123 К, охлаждение в масле + РКУП, B_C, 673 К, n = 4.

После ковки осуществлялось охлаждение заготовки в масле. Ковка в три цикла уменьшает размер зерна, повышает твердость и прочность материала. Для формирования ультрамелкозернистой структуры в стали объемные заготовки после ковки подвергали РКУП в 4 прохода по маршруту B_C при температуре 673 К с остыванием на воздухе после РКУП. Угол пересечения каналов прессования в пресс-форме составляет 120°.

Характеристики прочности и пластичности стали 09Г2С

Если после ковки в 3 цикла при температуре 1173/1023 К с охлаждением в масле прочность стали (предел прочности $\sigma_{\rm B} = 1018,6$ МПа, остаточное удлинение $\delta = 12,62$ %) повышается в ~1,2–1,5 раз по сравнению с крупнокристаллическим материалом (предел текучести $\sigma_{\rm T} = 337$ МПа, $\sigma_{\rm B} = 462$ МПа, $\delta = 24,4$ %), то ковка при тех же режимах и РКУП в 4 прохода по маршруту В_с при 673 К обеспечивает повышение прочности в 2,2 раза и снижение пластичности в 8,4 раза (с 24,4 % до 2,89 %).

Повышение температуры ковки при тех же режимах РКУП увеличивает прочностные характеристики с сохранением пластичности: повышение температуры ковки до 1323/1073 К повышает прочность до 1068 МПа ($\delta = 2,88$ %). Более высокое значение прочности достигается, если ковку завершать при более высокой температуре (1123 К против 1073 К): 1109 МПа ($\delta = 3,11$ %) при температуре ковки 1323/1123 К.

Оценка поглощенной энергии при пластическом деформировании стали 09Г2С

Снижение пластичности 09Г2С в результате упрочнения влияет и на энергетические затраты при деформировании. Абсолютные значения удельной работы пластической деформации a_p , поглощенной энергии e_s и выделившейся теплоты q для 09Г2С в состоянии после ковки превышают значения этих характеристик, которые получены для состояния после ковки с РКУП, но они соответствуют большей деформации (12,2 % против 1,77 %) (рис. 1).

В сравнении с состоянием после ковки, поглощенная энергия для 09Г2С в состоянии после ковки и РКУП снижается до ~1,5 раз. Это объясняется тем, что пластичность более упрочненной стали существенно ниже. Между тем, повышение температуры окончания ковки на 50 градусов (с 1073 до 1123 К) увеличивает абсолютные значения удельной работы пластической деформации a_p и поглощенной энергии e_s , что объясняется более высокими значениями пластичности ($\delta = 3,11$ % против $\delta = 2,88$ %), но при более высокой прочности.

Таким образом, комбинированная обработка, сочетающая ковку и РКУП, обеспечивает более высокую прочность, чем ковка. Результаты оценки поглощенной энергии при деформировании образцов из 09Г2С в различных состояниях показывают зависимость этого параметра от пластичности материала.

- Ivanov A.M., Lukin E.S., Vainer B.G. Evaluation of storage energy of the constructional steel during plastic deformation // Quantitative infrared thermography: Book of Abstracts of 8th conference (Padova, Italy, 2006). P. 10–11.
- Ivanov A.M., Lukin E.S. Investigation of the stored energy change of steel Fe360 subjected to equal-channel angular pressing // Materials Science and Engineering A. – V. 503. – Nos. 1-2. – 15 March 2009. - pp. 45-47.
СРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЦИРКОНИЯ И ТИТАНА ВТ1-0 ПОСЛЕ НАГРЕВА И МЕДЛЕННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Камышанченко Н. В., Кунгурцев Е. С., Кунгурцев М. С.

Белгородский государственный университет, Белгород, Россия, sensarg@rambler.ru

Титан и цирконий – составляют специфичную группу химически активных металлов. Химические свойства их близки, но их применение принципиально различное из-за особенностей физико-механических свойств.

Развитие сложных промышленных направлений, какими являются аэрокосмическая, атомная энергетика, химическое машиностроение и др., способствовало интенсивному исследованию свойств и разработки новых технологий с применением названных металлов. Однако интерес к изучению свойств не ослабевает, что способствует получению новых или углублению существующих представлений о процессах, протекающих в определенных физико-механических условиях эксперимента. В частности, исследование температурного воздействия на механические свойства циркония и титана создает возможность расширить представление о механизмах, протекающих в материале в процессе деформации.

Материалом для проведения исследований служил поликристаллический цирконий и технически чистый титан марки BT1-0. Исходный материал подвергался горячей пластической деформации прокаткой при 500°С с остаточной деформацией 75%. Отжиг материала производился в вакуумной печи CHBЭ 131/14 с остаточным давлением не ниже 10^{-5} Па при температурах 150–1200°С в течение 60 минут с последующим медленным охлаждением со скоростью 1.8 градус/мин. Образцы вырезались на электроэрозионной установке «Sodick AQ 300 L» вдоль прокатки из пластин в виде лопаток с шириной рабочей части 2 мм и длиной 12 мм для растяжения в испытательной машине «INSTRON 5882» со скоростью нагружения 1,5 мм/с при комнатной температуре. Одновременно с записью диаграммы нагружения проводилась регистрация сигналов акустической эмиссии (АЭ).

Отжиг в широком температурном диапазоне по-разному влияет на перераспределение примесей по границам и в объеме зерен, что приводит к изменению прочностных характеристик и величины электрического сопротивления.

На рисунках представлены характерные графики изменения зависимости механических (рис. 1) и акустических (рис. 2, 3) параметров образцов из титана и циркония, подвергнутых предварительному пластическому деформированию при 500°С с остаточной степенью деформации 75% с последующим отжигом в широком температурном диапазоне.

В образцах из титана и циркония в процессе деформации растяжением вдоль направления прокатки при 20°С на упруго – пластическом участке регистрируется сигналы акустической эмиссии (рис. 2, 3) с активным проявлением высокоамплитудной составляющей. Последующий отжиг в диапазоне 150–600°С снижает активность и амплитуду АЭ. При этом в титане исчезает и площадка текучести, образованная, очевидно, атмосферами Коттрелла [1]. Высокая степень наклепа поверхностного слоя образцов в результате прокатки приводит к тому, что большая часть сигналов, выходящих на поверхность образцов к датчику, имеют амплитуду ниже порогового уровня регистрации аппаратуры, поэтому у всех образцов наблюдается малая активность вплоть до температуры отжига ~700°С, где протекает процесс полной рекристаллизации.



Рис. 1. Зависимость механических параметров от температуры отжига: 1 – предел прочности, 2 – предел текучести титана ВТ1-0; 3 – предел прочности, 4 – предел текучести циркония.

Из приведенных экспериментальных результатов следует, что прочностные характеристики титана имеют более высокие параметры в сравнении с цирконием при одинаковых режимах температурного воздействия (рис. 1). При этом рекристаллизационные процессы в цирконии при температурах отжига в диапазоне 700–800°С существенно отличаются от протекания рекристаллизационного процесса в титане.



Рис. 2. Изменение деформационных и акустических параметров титана от температуры отжига в процессе растяжения при 20°С.



Рис. 3. Изменение деформационных и акустических параметров циркония от температуры отжига в процессе растяжения при 20°С.

Наблюдаемые различия в характере изменения механических параметров сказываются на зависимости активности и величины напряжений АЭ (рис. 2, 3), а именно:

- активность и амплитуда АЭ титана вплоть до температуры полиморфного превращения практически не меняется и остаётся небольшой;
- активность и величина амплитуды АЭ циркония до температуры отжига 600°С остаётся незначительной и сравнима с параметрами АЭ титана, но при достижении 700°С параметры АЭ резко возрастают;
- основной вклад в активность АЭ при температуре 700°С дают высокоамплитудные сигналы при низкой плотности;
- с повышением температуры отжига в диапазоне от 800°С и выше дополнительный вклад в активность АЭ вносят низкоамплитудные импульсы, плотность которых практически достигает значения высокоамплитудных сигналов.

Принято считать, что амплитуда сигнала АЭ даёт информацию о природе источника [2]. Преобладание в АЭ образцов циркония высокоамплитудных сигналов и их высокая плотность уже от температуры отжига 700°С позволяет предположить, что АЭ в процессе деформации генерируется высокоэнергетическими дислокационными источниками, которыми могут быть двойники.

В титане при аналогичных температурах отжига основной вклад в активность АЭ дают низкоамплитудные импульсы. Преобладание в спектрах АЭ образцов титана низкоамплитудных сигналов и их невысокая плотность позволяет предположить, что АЭ в процессе деформации генерируется низкоэнергетическими дислокационными источниками и основным механизмом является дислокационное скольжение.

В процессе рекристаллизационного отжига в исследуемых материалах образуются такие структуры, которые влияют на источник генерации импульсов АЭ [3, 4]. В цирконии повышение активности и величины напряжения АЭ наблюдается уже в области 700°С. И с приближением к температуре полиморфного превращения активность как низкоамплитудных, так и высокоамплитудных сигналов АЭ резко возрастает (рис. 2, 3). Увеличивается при этом и величина амплитуды сигналов АЭ. Причину поведения АЭ в рассматриваемом диапазоне, очевидно, необходимо искать в развитии механизма двойникования, что отсутствует в титане при аналогичных температурах отжига.

Т.о. термическая обработка приводит к изменению механизмов деформации образцов, а именно: до температуры полной рекристаллизации основную роль играют дислокационные низкоамплитудные источники как в титане, так и в цирконии, но с приближением температуры до полиморфного превращения и особенно в области температур после полиморфного превращения основную роль в цирконии играют высокоамплитудные источники вероятнее всего двойники.

Работа выполнена с использованием аналитического оборудования Центра коллективного пользования научным оборудованием «Диагностика структуры и свойств наноматериалов» БелГУ.

- 1. Котрелл Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М.: Наука, 1958, 267 с.
- 2. Гусев О. В. Акустическая эмиссия при деформировании монокристаллов тугоплавких металлов. М.: Наука, 1982, 108 с.
- 3. Цвиккер У. Титан и его сплавы. М.: Металлургия, 1970, 510 с.
- 4. Капырин Г.И. Титановые сплавы в машиностроении. Л.: Машиностроение, 1977, 248 с.

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ БОРИДОВ ПРИ МНОГОКОМПОНЕНТНОМ ДИФФУЗИОННОМ НАСЫЩЕНИИ СТАЛЕЙ БОРОМ, ХРОМОМ И ТИТАНОМ

Гурьев А.М., Иванов С.Г., Гурьев М.А., Гармаева И.А., Левченко А.А.

АлтГТУ, Барнаул, Россия, gurievam@mail.ru

Химико-термическая обработка (XTO) по-прежнему является основным способом получения упрочняющих покрытий, ряд из которых получить другими способами либо невозможно, либо экономически невыгодно.

По сравнению с традиционно применяемыми в промышленности способами XTO цементацией и азотированием, такие операции как борирование, хромирование и титанирование позволяют обеспечить более высокий комплекс механических и эксплуатационных свойств упрочненного слоя, и соответственно, более высокий ресурс работы упрочненного изделия в целом. Новые технологии нанесения таких покрытий должны обеспечивать стабильность процесса получения покрытия, повышение его пластичности, уменьшение длительности выдержки при высокой температуре, приводящее к росту зерна и снижению механических и эксплуатационных характеристик материала изделия.

Особый интерес представляют технологии комплексного насыщения поверхности стальных изделий бором и хромом а также бором и титаном, позволяющие значительно (в 2-5 раз) снизить затраты времени и энергии, повысить эксплуатационные характеристики диффузионных покрытий на основе бора [1-4]. Вопросы выбора состава исходных материалов, температурных и временных параметров режимов процесса и их взаимосвязи со свойствами полученных покрытий при комплексном насыщении поверхности железоуглеродистых сплавов практически не изучены. Кроме того, при упрочнении с использованием боротитанирования точных деталей и оснастки большое значение приобретает вопрос изменения размеров и шероховатости упрочняемого изделия в ходе обработки.

В настоящей работе проведены эксперименты по одновременному диффузионному боротитанированию штамповой стали 5ХНМ. Процесс насыщения проводили при температуре 950°С в течение 2,5 ч в камерной электропечи СНОЛ 6,5.10.5/13. В качестве насыщающей среды использовали оригинальную обмазку, содержащую карбид бора, диборид титана, карбид титана и ферротитан. После проведения процесса насыщения обмазку удаляли, образцы очищали металлическими щетками и промывали в горячей (50–60°С) воде. Поверхность упрочненного слоя исследовали с помощью электронного микроскопа Phenom G2 Pro. Упрочненные образцы подвергались резке на прецизионном отрезном станке «Micracut -202», после чего полировались на полуавтоматическом полировальном станке «Digiprep». Травление шлифов осуществлялось в травителе «Ниталь» - 4% спиртовой раствор азотной кислоты. Травленые поперечные шлифы исследовались с помощью металлографического микроскопа Karl Zeiss Observer Z1m. Результаты металлографических исследований приведены на рисунках 1 и 2.

На рисунке 1 приведена микроструктура поверхности упрочненного слоя. До насыщения шероховатость поверхности образцов не превышала 0,2 мкм. После насыщения, шероховатость выросла до 4,5 мкм. Как видно из представленных рисунков, большая часть поверхности упрочненного образца покрыта кристаллическими образованиями, предположительно состоящими из боридов железа и титана. Темные «островки» содержат более высокие концентрации бора (содержание бора в них достигает 35 ат. %) Данные предположения основываются как на особенностях электронной микроскопии (чем легче средняя атомная масса соединения, тем темнее оно выглядит на изображении), так и на результатах микрозондового анализа с помощью анализатора X-MAX premium с активной площадью детектора 80мм².



Рис. 1. Микроструктура поверхности боротитанированного слоя

Микроструктура поперечного микрошлифа приведена на рис. 2. На поперечном шлифе видна пористость в нанесенном слое, вероятно, имеющая диффузионный характер. Как видно из рисунков, места диффузии бора сильно фрагментированы и представляют собой поликристаллические образования. В результате преимущественной диффузии бора в этих местах преобладает «реакционный» тип образования боридов – когда они образуются из простых веществ. Поэтому на поверхности этих участков происходит образование моноборида железа FeB, имеющего больший объем, чему способствуют растягивающие усилия внутри фазы.

Границы раздела между поликристаллами имеют более высокую поверхностную энергию, в результате чего на них становится возможным захват более тяжелых атомов титана, а также встречная диффузия железа с образованием сложных боридов и твердых растворов, о чем свидетельствует более светлый фон границ. В местах совместной диффузии бора и титана преобладает диффузионный механизм образования покрытия: когда диффундирующие элементы образуют фазы внедрения либо замещения. Бор в этом случае способен легировать карбид железа Fe₃C с образованием карбоборида Fe₃(C,B) вплоть до образования борного цементита Fe₃B, являющегося нестабильной фазой и распадающейся по перитектической реакции на монои гемиборид железа. Диффундирующий титан замещает железо в карбидах и карбоборидах железа, таким образом повышая их устойчивость [5].

Там где прослеживается более сильная концентрация бора (на рисунке 2 эти области несколько темнее), наблюдается более высокая концентрация феррита, так как бор является сильным ферритообразующим элементом. В местах одновременной диффузии бора и титана наоборот, повышено содержание перлита. Объясняется это тем, что титан является сильным карбидообразующим элементов и в данном случае карбиды титана выступают центрами зарождения легированных титаном карбидов и карбоборидов железа с участием углерода, вытесненного из соседних областей диффундирующим бором.



Рис. 2. Поперечный микрошлиф боротитанированного слоя

Как показано ранее, диффузия бора идет преимущественно по границам зерен, так как концентрация дефектов кристаллического строения на них максимальна. В случае боридных игл наблюдается преимущественная диффузия бора по границам между иглами, а также между боридами и основным материалом, о чем свидетельствуют образования боридов неправильной формы вблизи острия боридных игл. По мере диффузии бора эти образования постепенно укрупняются и срастаются между собой, образуя боридные иглы.

Список литературы

- 1. Распределение атомов бора и углерода в диффузионном слое после борирования стали 08кп. Гурьев А.М., Лыгденов Б.Д., Мосоров В.И., Инхеев Б.С. // Современные наукоем-кие технологии. 2006. № 5. С. 35-36.
- 2. Влияние параметров борохромирования на структуру стали и физико-механические свойства диффузионного слоя. Гурьев А.М., Иванов С.Г., Лыгденов Б.Д., Власова О.А., Кошелева Е.А., Гурьев М.А., Гармаева И.А. // Ползуновский вестник. 2007. № 3. С. 28-34.
- 3. Совершенствование технологии химико-термической обработки инструментальных сталей. Гурьев А.М., Лыгденов Б.Д., Власова О.А. // Обработка металлов: технология, оборудование, инструменты. 2009. № 1. С. 14-15.
- Структура и свойства упрочненных бором и бором совместно с титаном поверхности штамповых сталей 5ХНВ и 5Х2НМВФ. Гурьев А.М., Иванов С.Г., Гурьев М.А., Иванов А.Г., Лыгденов Б.Д., Земляков С.А., Долгоров А.А. // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2010. Т. 7. № 1. С. 27-31.
- 5. Диаграммы состояния двойных металлических систем. В 3-х т. Под общ. ред. академика РАН Н.П. Лякишева. М.: Машиностроение, 1996. т.1.

ФОРМИРОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНСОЛИДИРОВАННЫХ АМОРФНО-НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ ТЕРМИЧЕСКОЙ И ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКОЙ

Ушаков И.В., Сафронов И.С.*

Московский государственный горный университет, г. Москва, РФ, <u>ushakoviv@mail.ru</u> ^{*}Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, г. Тамбов, РФ safronovfamili@rambler.ru

Формирование механических свойств тонких пленок аморфно-нанокристаллических металлических сплавов импульсным лазерным излучением имеет ряд преимуществ перед другими методами обработки. Это связано с тем, что для тонких лент многокомпонентных аморфно-нанокристаллических металлических сплавов, возможно, подобрать такие режимы лазерной обработки, при которых удается избирательно воздействовать на дефектные области. В результате удается повысить эксплуатационные характеристики материала (например, комплекс механических свойств). Важно отметить, что в результате селективной лазерной обработки материал остается наноструктурным и сохраняет комплекс полезных характеристик.

Таким образом, совершенствование методики обработки тонких лент многокомпонентных аморфно-нанокристаллических металлических сплавов с целью получения материалов с заданными механическими свойствами является важной задачей имеющей практическое значение. Ранее были установлены некоторые закономерности оптимизации свойств аморфно-нанокристаллического металлического сплава подвигнутого обработке лазерными импульсами ($\lambda = 1060$ нм, $\tau \approx 20$ нс.) [1– 2]. Вместе с тем, необходимо выявить режимы облучения, при которых возможно оптимизировать свойства аморфно-нанокристаллического металлического сплава без потери наноструктурного состояния. Указанная задача осложняется тем, что до настоящего времени отсутствует детальное понимания процесса формирования метастабильной аморфно-нанокристаллической структуры в исходно аморфном материале [3–5]. Целью данной работы является формирование механических свойств консолидированных аморфно-нанокристаллических металлических сплавов термической и лазерной обработкой.

Исследования проводили на аморфном металлическом сплаве $Co_{71,66}B_{4,73}Fe_{3,38}Cr_{3,14}Si_{17,09}$ (Ашинский металлургический завод). Для перевода материала в аморфно-нанокристаллическое состояние, образцы подвергали отжигу в печи при $T_{\text{отж}} = 700-800$ К. При проведении механических испытаний, образец наносили на подложку [1,2]. Лазерную обработку образцов осуществляли с использованием оптического квантового генератора ELS-01, $v_{имп}$ до 50 Гц, $\lambda = 1064$ нм, $E_{имп} = 50-100$ мДж, $\tau \approx 15-20$ нс, количество облучений одной области 5–10.

В результате облучения на поверхности формировалась четкая область с оплавленной поверхностью. Образец подвергали локальному нагружению пирамидкой Виккерса. Индентирование проводили в области облучения, а также на расстоянии до 400 мкм от края области обработанной лазерным излучением. Для определения микротвердости образец индентировали с нагрузкой 1,47 Н., а для определения характера разрушения и деформирования нагрузку повышали до $\approx 3 - 4$ Н.

На расстоянии ≈ 300 мкм от зоны облучения механические свойства материала идентичны свойствам необработанного материала. По мере приближения к границе области облучения проявляется закономерность в уменьшении диагонали отпечатка.

По мере приближения к границе области облучения микротвердость несколько снижается, достигая минимального значения на расстоянии ≈ 200 мкм от границы зоны облучения. Материал образца на данном расстоянии подвергается периодическому воздействию (в течение $\approx 1-2$ с.) излучения плазмы формирующейся над областью фокусировки излучения. Кроме того нагрев материала осуществляется за счет теплопроводности. Фиксируемое снижение микротвердости может быть связано с рекристаллизацией, протекающей при повторном нагреве аморфно-нанокристаллического металлического сплава.



Рис. 1. Изменения микротвердости в зависимости от расстояния центра зоны облучения. Максимум микротвердости наблюдается на границе зоны облучения



Рис. 2. Область пластического деформирования вокруг отпечатка от пирамидки Виккерса и кольцевая трещина. Черной стрелкой показана граница зоны облучения, которая служит барьером для растущей кольцевой трещины (показана белыми стрелками).

Микротвердость в зависимости от расстояния до центра зоны облучения менялась в диапазоне от 2,5 до 7 ГПа (рис. 1). Микротвердость значительно возрастает и имеет максимум на границе между исходным и облученным материалом. Можно выделить несколько причин резкого возрастания микротвердости. Первая причина, очевидно, связана с формированием навала материала вдоль границы зоны облучения. В этом случае изменяется влияние, оказываемое подложкой на величины микротвердости. Влияние подложки на точность эксперимента неоднократно оценивалось. В зависимости от используемых подложек (в температурном интервале 550–1160 К) экспериментально определяемая микротвердость может меняться на 10-15%. Для образцов, переведенаморфно-нанокристаллиных В ческое состояние изотермическим отжигом в температурном интервале 550-1160 К на различных подложках, экспериментально определяемые значения микротвердости могут различаться на 35-40% [6]. Таким образом, столь значительное (двух-трехкратное) повышение микротвердости не может быть объяснено только образование наплава материала в результате воздействия серии лазерных импульсов.

Повышение микротверости также может быть связано с явлениями с рекристаллизации мате-

риала в условиях периодического шокового давления до 100 Кбар оказываемого плазмой оптического пробоя, а также затвердеванием расплавленного материала, выдавливаемого из лунки расплава.

Скорости нагрева и охлаждения металлического сплава при воздействии лазерных импульсов длительностью 15–20 нс и плотностью мощности 3*10¹² Вт/м² – 3*10¹⁴ Вт/м² вполне достаточны для реализации аморфизации поверхности металлических сплавов. Аморфизация или кристаллизация поверхности определяется временем облучения и условиями теплоотвода. Для условий данных экспериментов установить аморфный или кристаллический характер материала возможно экспериментально.

Установлен характер роста трещин сформированных в непосредственной близости от зоны облучения. Термические и механические напряжения, формирующиеся в областях материала граничащих с областью облучения, изменяют механические свойства материала [1]. Трещины распространяясь в этих областях, как правило, меняют характер своего распространения, останавливаясь или огибая указанные области.

Характерный случай кольцевой трещины распространяющейся в облученном и исходном материале приведен на рисунке 2. Причиной остановки трещин в облученном материале может быть интенсивное пластическое деформирование поглощающее энергию и приводящее к прекращению роста трещин. Кроме того, граница зоны облучения является барьером для растущих трещин, который многие трещины не могут преодолеть.

Повышение энергоемкости разрушения в приграничных областях облученного материала сочетается с повышением микротвердости. Границы зон облучения являются барьером для растущих трещин и повышают энергоемкость разрушения. Следовательно, результатом лазерной обработки серией наносекундных лазерных импульсов может быть оптимизация механических свойств. Таким образом, на границе облученных участков принципиально возможно повысить микротвердость и энергоемкость разрушения.

Список литературы

- 1. Ушаков И.В. Импульсная лазерная обработка материалов содержащих неоднородные нано- и микрообласти // Тяжелое машиностроение. 2010. № 8. С. 34-37.
- 2. Ушаков И.В Закономерности локального деформирования и разрушения тонких лент металлического стекла 82КЗХСР при импульсной лазерной обработке // Физика и химия обработки материалов. 2006. № 5. С. 24-28.
- НосковаН.И., МулюковР.Р. Субмикрокристаллические и нанокристаллические металлы и сплавы. Екатеринбург: УрО РАН, 2003. 279 с.
- Абросимова Г.Е., АронинА.С., Игнатьева Е.Ю. Метастабильная фаза, образующаяся при кристаллизации аморфного сплава Ni₇₀ Mo₁₀ P₂₀ // Физика твердого тела, 2006, том 48, вып. 1, с. 15-19.
- Timothy W. Wilson, Hahn Choo, Wallace D. Porter, Scott A. Speakman, Cang Fan, Peter K. LiawAmorphization and crystallization processes of the ball-milledAl–Y–Fe–TM alloys (TM = Ni, Co, Cu, and Fe) // Journal of Non-Crystalline Solids 352, 2006, p. 4024–4029.
- Ushakov I.V. / Method of mechanical testing of laser treated metallic glass by indenters with different geometry / Proc. SPIE. The International Society for Optical Engineering. - 2007, v. 6597. P. 6597141-6597141.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРОЖДЕНИЯ И РОСТА ТРЕЩИН В КОМПОЗИТЕ АМОРФНО-НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИЙ СПЛАВ – ПОЛИМЕРНОЕ ОСНОВАНИЕ

Ушаков И.В., Сафронов М.С.,*Облицов И.В.*

Московский государственный горный университет, г. Москва, РФ, ushakoviv@mail.ru ^{*}Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, г. Тамбов, РФ safronovms@mail.ru; oblitsovivan@mail.ru

Аморфно-нанокристаллические металлические сплавы полученные контролируемым отжигом из многокомпонентных аморфных металлических сплавов могут характеризоваться уникальными механическими свойствами [1]. Однако, комплекс свойств таких материалов не оптимален. Дополнительная обработка таких материалов затруднена, в частности тем, что не всегда известны метастабильные фазы, образующиеся при кристаллизации аморфного сплава, особенности структурного состояния и пр. [2–3]. Одним из методов оптимизации механических свойств тонких пленок аморфно-нанокристаллических металлических сплавов (полученных контролируемым отжигом многокомпонентных аморфных металлических сплавов) является селективная лазерная обработка [4]. Параметры лазерной обработки зависят от состава образца и режима его термообработки. Оперативная оценка механических характеристик облученных образцов необходима для корректировки режимов лазерной обработки. Эффективным методом механических испытаний является способ локального нагружения тонких образцов размещенных на подложке [5–7]. Метод микроиндентирования тонких лент аморфно-нанокристаллических металлических сплавов является информативным и хорошо апробированным. Он позволяет выявить ряд важных характеристик аморфно-нанокристаллических металлических сплавов: микротвердость; характер роста трещин; особенности пластического деформирования и разрушения в области нагружения и в вершинах трещин. Кроме того, разработана специальная методика, позволяющая эффективно определять пластического свойства хрупких лент аморфно-нанокристаллического металлического сплава (для некоторых температур отжига) [1-2]. Однако исследования методом микроиндентирования не всегда позволяют установить механизм формирования зоны деформирования и разрушения, движение материала подложки, величину упругого прогиба и пр. Требуют уточнения механизмы пластического деформирования и разрушения аморфно-нанокристаллического металлического сплава подвергнутого лазерной обработке. Необходимо определить влияние нанокристаллов, аморфной матрицы, межзеренных границ на зарождение и рост трещин в композите аморфно-нанокристаллический металлический сплав – полимерное основание.

Одним из методов решения указанных задач является моделирование. В настоящее время решение таких задач, как правило, осуществляется с использованием компьютерного моделирования. Однако в ряде случаев компьютерное моделирование может эффективно дополняться экспериментальным моделированием. Результаты экспериментального моделирования позволяют уточнить характер разрушения и деформирования. Целью данной работы является экспериментальное моделирование процессов зарождения и роста трещин в композите аморфно-нанокристаллический металлический сплав – полимерное основание.

Для осуществления экспериментального моделирования разработана специальная установка. Нагружение осуществляется увеличенной копией пирамидки Виккерса. Установка позволяет регулировать скорость и силу нагружения. В качестве основания использовали эластичные полимерные материалы, которые могли различаться по микротвердости, по пластическим характеристикам и пр. Для моделирования структуры аморфных металлических сплавов и аморфнонанокристаллических металлических сплавов, содержащих нанокристаллы окруженные аморфной прослойкой, использовали покрытия с различными наполнителями. В качестве наполнителей использовали металлические частицы различной формы и размеров, резиновую крошку и пр.

В первую очередь исследовали хрупкие сплавы, на которых в результате локального нагружения возникали кольцевые трещины (окружающие область индентирования) которые дополнялись радиальными трещинами возникающими как в области контакта ребра пирамидки с кольцевой трещиной, так и в области вершины индентора.

В результате проведения экспериментального моделирования удалось получить характерные картины разрушения схожие с полученными в экспериментах (рис. 1). Указанные картины разрушения схожи с наблюдаемыми экспериментально (рис. 2). В результате моделирования получены все экспериментально наблюдаемые картины разрушения.



Рис. 1. *а*) – Кольцевая и радиальные трещины. Белой стрелкой показана кольцевая трещина, черной стрелкой показана одна из радиальных трещин; *б*) Две вложенных трещины ориентированные (примерно) вдоль граней индентора; *в*) Кольцевая трещина (показана белой стрелкой) и радиальная трещина (показана черной стрелкой) сформировавшаяся на кольцевой трещине



Рис. 2. Характерные микрокартины разрушения аморфно-нанокристаллического сплава подвергнутого нагружения на ПМТ-3. *а*) Кольцевая и радиальные трещины. Белой стрелкой показана кольцевая трещина, черной стрелкой показана одна из радиальных трещин; δ) Две вложенные кольцевые трещины показаны белой и черной стрелкой соответственно. *в*) Трещины ориентированные параллельно граням индентора (одна из них показана белой стрелкой) и радиальные трещины (показаны стрелками)

Низким температурам отжига соответствуют картины разрушения аналогичные разрушению приведенному на (рис. 1a). Для материала, переведенного в нанокристаллическое состояние соответствуют картины разрушения приведенные на (рис. 1δ). Максимально охрупченным материалам соответствуют микрокартины приведенные на (рис. 1s). Таким образом, удается получить при моделировании все основные картины разрушения наблюдаемые экспериментально для разных температур отжига.

В ходе моделирования удалось показать, что формирование радиальных трещин обусловлено формированием высоких механических напряжений в области вершины индентора. Формирование вторичных трещин, распространяющихся от кольцевой, вызвано воздействием грани индентора на локальный участок кольцевой трещины и приводящий к возникновению новой радиальной трещины, объединяющейся затем (в случае продолжнения нагружения) с радиальными трещинами, формирующимися вблизи вершины индентора.

Проведенное экспериментальное моделирование позволило уточнить требования к экспериментальному исследованию, определить некоторые закономерности роста трещин и формирования зоны деформирования в области локального нагружения. Кроме того, полученные результаты позволяют осуществить модельное экспериментирование, направленное на определение закономерностей формирования трещин. В частности, полученные результаты позволяют выявить влияние наполнителей на характер инициирования и роста трещин, а также взаимодействия трещин с локальными неоднородностями. Такие результаты могут быть использованы в экспериментах по определению комплекса свойств нано- и микрокристаллитов окруженных аморфной матрицей в многокомпонентных аморфно-нанокристаллических металлических сплавах, в том числе для коррекции режимов обработки тонких пленок аморфно-нанокристаллических металлических сплавов.

Список литературы

- Rho I.C., Yoon C.S., Kim C.K., ByunT.Y., Hong K.S. Microstructure and crystallization kinetics of amorphous metallic alloy: Fe₅₄Co₂₆Si₆B₁₄ // Journal of non-crystalline solids. 2003. V. 316. P. 289–296.
- НосковаН.И., МулюковР.Р. Субмикрокристаллические и нанокристаллические металлы и сплавы. Екатеринбург: УрО РАН, 2003. 279 с.
- Абросимова Г.Е., АронинА.С., Игнатьева Е.Ю. / Метастабильная фаза, образующаяся при кристаллизации аморфного сплава Ni₇₀ Mo₁₀ P₂₀ // Физика твердого тела, 2006, том 48, вып. 1, с. 15-19.
- 4. Ушаков И.В. Импульсная лазерная обработка материалов содержащих неоднородные нано- и микрообласти // Тяжелое машиностроение. 2010 г. № 8. С. 34-37.
- 5. Ушаков И.В., Поликарпов В.М. / Механические испытания тонких лент металлического стекла инденторами различной геометрической формы // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2007. Т. 69. № 7. С. 43-47.
- Ushakov I.V. / Method of mechanical testing of laser treated metallic glass by indenters with different geometry / Proc. SPIE. The International Society for Optical Engineering. - 2007, v. 6597. P. 6597141-6597141.
- Ушаков И.В / Закономерности локального деформирования и разрушения тонких лент металлического стекла 82КЗХСР при импульсной лазерной обработке // Физика и химия обработки материалов. 2006. № 5. С. 24-28.

ОБРАЗОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ В ТЕМПЕРАТУРНОМ ИНТЕРВАЛЕ (300 - 600)К

Надточий В.А., Уколов А.И., Нечволод Н.К.

Славянский государственный педагогический университет, Украина, Донецкая обл., г. Славянск Ukolov aleksei@mail.ru

Методы формирования трехмерных структур на поверхности полупроводниковых материалов с целью модификации их электронных свойств вызывают повышений интерес, связанный с возможностью создания новых микро-, и наноэлектронных устройств. Наиболее распространенными среди них являются молекулярно-лучевая эпитаксия и газово-фазная эпитаксия из металлоорганических соединений. В данной работе предлагается новый способ создания низкоразмерных структур, основанный на дислокационном массопереносе вещества на поверхность кристалла. Известно [1], что наличие градиентов напряжения могут стимулировать диффузионное перемещение точечных дефектов и при определенных условиях привести к их выходу на внешнюю поверхность кристалла. Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования диффузии вдоль дислокации свидетельствуют о наличии в них ускоренного переноса. Ускорение диффузии вдоль дислокации чаще всего объясняют наличием вакансии, концентрация и подвижность которых значительно выше, чем в объеме[2].

Использовали монокристаллы германия р-типа проводимости марки ГДГ-40 в форме прямоугольных параллелепипедов, размерами 2×4×20мм, с кристаллографическими плоскостями (111), (112) и (110). Перед испытанием кристаллы подвергали механической и химико-динамической полировке для удаления дефектного слоя и получения высокой чистоты обработки не хуже $\nabla 14a$. Деформирование осуществляли трехопорным изгибом при максимальном напряжении 800МПа посередине образца, где $\sigma_m = 1,5Pl/bh^2$, здесь *l,b* и *h* – соответственно длина, ширина и толщина образца, *P* – давление. Одновременно образец подвергали ультразвуковому (УЗ) облучению с частотой 22,5 kГц при плотности мощности 5BT/см². Во второй серии образцов использовали *n*-Ge ГЭ-45г3 с такой же формой, чистотой обработки, типами плоскостей, но с размерами 3×4×10мм. Образцы испытывали одноосным сжатием вдоль [110] при напряжении $\sigma_m = 800$ МПа в течение 24 ч с одновременным УЗ облучением в том же режиме. Тонкую структуру на поверхности деформированных образцов германия исследовали на зондовом микроскопе Nano Scope IIIa Demension 300TM (Vecco Inc.).

При создании неоднородного распределения напряжения в кристалле деформацией изгибом или сжатием можно выделить два диффузионных потока вещества: j_d вдоль дислокации, выходящей на поверхность и j_s вдоль поверхности. В работе учитывалось, что введенные дислокации при комнатной температуре находятся в тонком приповерхностном слое, толщиной не более 5мкм. При низкотемпературной деформации такая петля, закрепленная точечными дефектами, практически не содержит приместной атмосферы, а ее поле напряжений простирается на расстояние $R \le 0,5$ мкм [3]. Направление диффузионных потоков вакансий и межузельных атомов в кристалле определяется внешним механическим воздействием. Действующая на межузельный атом сила f направлена в сторону менее сжатой части кристалла, а сила, действующая на вакансию – в более сжатую часть. Поэтому при изгибе кристалла появляется возможность диффузионного перемещения межузельных атомов вдоль дислокации на поверхность испытывающую растяжение; в обратном направлении будет происходить перемещение вакансий. В зависимости от соотношения диффузионных потоков j_d и j_s вещества можно получить разные по форме структуры на поверхности.

1. Обеспечивали условие $j_d >> j_s$ при комнатной температуре для дислокаций в приповерхностном слое на стороне изгиба образца вблизи бокового ребра. В месте выхода дислокации на поверхность образовалась лунка (рис.1,*a*) за счет выхода атомов на поверхность и одновременно вдоль поверхности по направлению спада напряжения (указано стрелкой). В результате в перенапряженной области на поверхности рядом с лункой произошел самоорганизованый рост островка пирамидальной формы. Из профилограммы атомно-силового микроскопа (ACM) (рис.1,*б*) следует равенство объемов лунки и сформировавшегося островка, то-есть рост островка происходил за счет атомов в объеме лунки. Роль потока j_s в этом процессе незначительна, а действие горизонтальной составляющей силы проявилось лишь в создании перенапряженной области рядом с ямкой, на которой вырос островок.



Рис. 1. *а* – структура на поверхности Ge после деформирования изгибом при $\sigma_m = 800$ МПа в течение 24ч; б – профилограмма при сканировании зонда АСМ через дно лунки и вершину островка

2. Во втором эксперименте образец испытывали в условиях изгиба при разных температурах. На первом этапе получали структуру типа лунка – островок (рис.1,а), а затем продолжали деформировать при повышенной T=490K для увеличения потока поверхностной диффузии и этим обеспечивали условие $j_d < j_s$. Увеличение диффузи-онного потока j_s позволило зарастить ямку вблизи островка (рис. 2).



Рис. 2. a – островок на поверхности Ge, образовавшийся после деформирования изгибом при $\sigma_m = 800$ МПа в течение 10ч и затем при T = 490К в течение 3ч при том же напряжении; δ – профилограмма островка

3. На образцах Ge, деформированных одноосным сжатием при более высокой температуре T = 570К достигли повышения коэффициента диффузии D, потоков j_d , j_s , а поэтому и средней дрейфовой скорости атомов $\bar{u} = D \cdot f/k \cdot T$, где $D = D_0 \exp(-Q/kT)$. В таких условиях время оседлой жизни продиффундировавших вдоль дислокации атомов на поверхность резко уменьшается и они сразу же уносятся без закрепления из перенапряженной области на большое расстояние. На рис.3, *а* видны только ямки в местах выхода полупетли и отсутствует островок. Форма ямок искажена вследствие интенсивной поверхностной диффузии, что проявляется и на профилограмме рис.3, *б*.



Рис. 3. *а* – лунки в местах выхода дислокационной полупетли, образовавшиеся на боковой поверхности образца Ge у торца после одноосного сжатия; *б* – профилограмма лунки

В формировании объемных островков выделяют стадии зарождения и их дальнейшего развития. Свободная энергия вновь образующегося зародыша на поверхности кристалла (подложки) может быть выражена в виде трех составляющих:

$$\Delta G = -V\Delta\mu + \gamma \cdot S + E_i(V, h/l).$$

Здесь первый член – работа образования нового зародыша объемом V, $\Delta \mu$ – термо-динамическая движущая сила (пересыщение); второй член – работа, необходимая для создания дополнительной поверхности S, γ – поверхностная энергия зародыша. Третий член представляет дополнительную энергию, возникающую из-за упругой деформации зародыша. Рост островка происходит на деформируемой поверхности кристалла, поэтому движущей силой его образования является различие в постоянных решетки перенапряженной части поверхности вблизи ямки и наращиваемого островка.

В работе прямым методом наблюдения с помощью атомно-силовой микроскопии показана возможность массопереноса в монокристаллическом германии вдоль поверхности и вдоль дислокаций на поверхность при наличии градиента механических напряжений. Описан новый способ получения наноструктур на поверхности монокристаллического Ge, позволяющий, в отличие от широко применяемой для этих целей молекулярно-лучевой эпитаксии (где используется сверхвысокий вакуум 10⁻⁸ Па и высокие температуры), выполнять необходимые операции для роста при комнатной температуре и атмосферном давлении. Выращенные таким образом наноструктуры могут быть использованы для создания перспективных микроэлектронных приборов с использованием квантовых эффектов.

- 1. Косевич А.М. Как течет кристалл // УФН. 1974. Т. 114. № 3. С. 509–532.
- 2. Доброхотов Э.В. Диффузия в дислокационном Ge и модель «жидкого ядра» дислокации // ФТТ. 2005. Т. 47. № 12. С. 2166–2169.
- Алехин В.П. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. М.: Наука, 1983. 280 с.

НЕРАВНОВЕСНЫЕ СТРУКТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ВЫСОКОЭЛЕКТРОПРОВОДНЫХ МЕДНЫХ СПЛАВАХ ПРИ ОБРАБОТКЕ МЕТОДАМИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Фаизова С.Н., Рааб Г.И.

Институт физики перспективных материалов при УГАТУ, г.Уфа, Россия <u>snfaiz@mail.ru</u>

Известно, что введение легирующих элементов в медную матрицу малых добавок хрома приводит к повышению прочности медного сплава за счет выделения дисперсных частиц малых размеров как в процессе деформационно-стимулируемого старения при деформационной обработке образцов традиционными методами, так и при пост-деформационном старении при повышенных температурах.

Однако при обработке методами интенсивной пластической деформации (ИПД) поведение частиц вторичных элементов в медных низколегированных дисперсионно- упрочняемых сплавах изменяется.

Для того, чтобы понять физику процессов при наноструктурировании дисперсионно-упрочняемых медных сплавов системы Си–Сг, были проведены сравнительные исследования эволюции структуры образцов из технически чистой меди (т.е. без частиц) и низколегированной хромовой бронзы в процессе обработки ИПД (с частицами). В качестве методов ИПД выбраны метод интенсивной пластической деформации кручением под высоким давлением (ИПДК) и непрерывное равноканальное угловое прессование – РКУП.

Наблюдаемый комплекс явлений – измельчение структуры до 100 при ИПДК и 200–300 нм при РКУП, изменение размеров и характера распределения частиц в ходе ИПД, и как следствие, существенный прирост прочности при постдеформационной термообработке указывает на то, что при ИПД происходит сложное взаимовлияние деформационных механизмов и процессов растворения и выделения частиц вторичных фаз в медной матрице.

Методами PCA показано, что с увеличением накопленной деформации (или количества проходов) при обработке образцов методом РКУП-К происходят немонотонные изменения параметра решетки. Измерение электропроводности, показатели которой так же отражают искажения кристаллической решетки медной матрицы, связанные с изменением степени растворения легирующих элементов в медной матрице, хорошо коррелируют с полученные данные PCA об изменении параметра решетки. Установленные закономерности не могут быть описаны в рамках представлений о равновесных процессах в сплавах данного класса.

Таким образом, на основании исследований, проведенных на разных структурных уровнях, показано, что при наноструктурирования дисперсионно-упрочняемых сплавов системы Cu-Cr происходят неравновесные процессы фазовых превращений, связанных с частицами вторичных фаз легирующих элементов в медной матрице.

Работа выполнена при поддержке РФФИ проекта №10-08-01106-а и проекта 11-08-92001-ННС а, поддержанного РФФИ –NSC.

КИНЕТИКА АНСАМБЛЯ ЧАСТИЦ ВТОРИЧНЫХ ФАЗ В НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ ОЛОВЯННЫХ БРОНЗАХ ПРИ ОБРАБОТКЕ МЕТОДАМИ РКУП

Фаизов И.А.¹, Чувыров А.Н.¹, Рааб Г.И.², Фаизова С.Н.², Биккулова Н.Н.³

¹Башгосуниверситет, г.Уфа ²Институт физики перспективных материалов при УГАТУ, г.Уфа. ³СГПА Зайнаб Биишевой, г.Стерлитамак snfaiz@mail.ru

Работа посвящена изучению влияния интенсивной пластической деформации (ИПД) на изменение структуры и свойств деформационно - упрочняемого сплава Си-0.1% Sn и изменению размеров и характера распределения частиц по медной матрице.

Согласно диаграмме фазового равновесия системы Cu–Sn сплаве Cu–0.1% Sn должен представлять собой твердый раствор олова в медной матрице. Однако, в исходном состоянии сплава были обнаружены устойчивые образования в виде частицы вторичных фаз, обогащенные оловом (рис.1). Данные локального рентгеноспектрального анализа, выполненного на РЭМ, позволяют предположить, что это окислы олова.



Обработка образцов данного сплава одним из методов ИПД - равноканальным угловым прессованием (РКУП) показала, что в процессе деформации происходит не только измельчение структуры медной матрицы, но и измельчение частиц вторичных фаз и уменьшение расстояния между частицами (рис.1 и таблица 1). Анализ количественных характеристик частиц вторичных фаз был проведен с использованием различных методов РЭМ. Частицы наблюдались в режиме вторичных рассеянных электронов (SEI – second electron image) и одновременно идентифицировались по элементному составу при помощи энергодисперсионного (ЭД) анализатора. Важно отметить, что при помощи РЭМ, который был проведен на данном этапе исследований (мезоуровень), проводились наблюдения за эволюцией только крупных частиц. Полученная информация хотя и неполная, но достаточная для оценки общих тенденций наблюдаемых процессов.

	Pa	D		
Обработка	средний	наиболее вероятный	Расстояние между частицами <i>L</i>	
<i>d</i> _{ср} , нм		$d_{\text{наиб вер, HM}}$		
Исход. 0 прох.	860±90	300–400	1.92±0.06	
РКУП 4 прох.	420±15	200	1.19±0.04	
РКУП 8 прох.	100±10	80	1.12±0.04	

Таблица 1. Количественные характеристики ансамбля частиц на разных этапах РКУП

Исходные частицы имеют вытянутую форму, размеры которой изменяются. Такая исходная форма позволяет получить дополнительную информацию о механизмах уменьшения размеров частиц путем расчета соотношения длины и ширины частиц в процессе РКУП. Уменьшение размера частиц при РКУП может происходить либо за счет механической фрагментации, либо за счет растворения частиц. Для определения преобладающего механизма необходимо найти соотношение геометрических параметров частиц – длины к ширине.

В случае механической фрагментации происходит поперечное разрушение вытянутых частиц. В результате образуются две или несколько частиц с равной шириной и высотой, но, соответственно, различной длинной, меньшей, чем у исходной частицы. Следовательно, отношение длины частиц к их ширине будет уменьшаться.

В случае растворения частиц: растворение будет происходить интенсивнее с большей поверхности (боковой – по сравнению с торцами). Следовательно, отношение длины частиц к их ширине будет увеличиваться.

Экспериментальное измерение продольных и поперечных размеров вытянутых частиц показало, что соотношение длины к ширине увеличивается в процессе РКУП. Исходное соотношение длины к ширине частицы составляло 1,33, после 4 проходов – 2,4, после 8 проходов – 3,5. Это свидетельствует в пользу того, что в процессе РКУП преобладающим механизмом измельчения частиц является растворение, хотя процесс механической фрагментации, вероятно, тоже имеет место.

Οδηροδοσικο	PCA			
Обработка	РКУП РКУП+ТО			
Исходное 0 прох.	3,6199±0.0002	3,6191±0.0002		
РКУП 4 прох.	3,6181±0.0003	3,6204±0.0001		
РКУП 8 прох.	3,6178±0.0001	3,6200±0.0002		

Таблица 2. Измерение параметра решетки на разных этапах РКУП и последующего отжига.

Однако процессы, происходящие с частицами в изучаемом сплаве не однозначны и происходит не только растворение исходных окислов олова. Методами рентгеноструктурного анализа (PCA) был определен параметр медной решетки (таблица 2). С увеличением накопленных деформаций происходит уменьшение параметра. В литературе уже приводились данные по уменьшению параметра решетки технически чистой меди после РКУП. Однако удовлетворительного объяснения этому факту пока не найдено.

На данном этапе работы можно высказать предположение о том, что происходит настолько сильное искажение решетки во время РКУП, что атомы олова (легирующего элемента) медной матрицы выдавливаются из решетки и формируют новые частицы другого химического состава, чем исходные. Это предположение согласуется с результатами по уменьшению размеров частиц после 4 и 8 проходов РКУП и того факта, что расстояние между частицами не уменьшается, хотя растворение частиц показано (см. выше). Более того, после отжига, который был проведен после РКУП, а соответственно, восстановления решетки – параметр решетки увеличился до значений исходного образца.

Авторы работы полагают, что дальнейшее исследование частиц методом реплик на более тонком уровне позволят получить дополнительные данные для понимания вопроса о физике процессов, происходящих при РКУП.

<u>Свойства сплава Cu–0.1% Sn.</u> Изменение свойств сплава Cu–0.1% Sn в процессе РКУП показано в табл. 3.

Обработка	σ _в , МПа	δ, %	Ну, МПа	ρ, % IACS
Исх.	240±10	40±3	730±50	88
РКУП 4 пр	400±15	14±1	1290±50	88
РКУП 8 пр.	430±15	13±1	1360±50	88

Таблица 3. Физико-механические свойства сплава Cu-1%Sn после обработки РКУП

 $\sigma_{\scriptscriptstyle B}-$ предел прочности, $\delta-$ удлинение до разрушения, Hv-микротвердость, $\rho-$ электропроводность

Из таблицы видно, что накопление большого количества дефектов при РКУП сплава Cu-0.1% Sn, приводящее к измельчению структуры – как матрицы, так и частиц вторичных фаз, обогащенных оловом, - позволяет получить улучшенные сочетания функциональных свойств - повышенные показатели прочности при сохраненной электропроводности.

Выводы по работе:

- 1. Методами ИПД в медном сплаве Cu-0.1%Sn можно создать УМЗ структуру с разным ансамблем частиц вторичных фаз.
- На основании анализа изменения морфологии частиц установлен основной механизм уменьшения размера частиц. Не исключая возможность реализации механической фрагментации, показано, что основным процессом, определяющим уменьшение размеров частиц является их растворение.
- Получены данные, позволяющие предположить, что в процессе РКУП происходит настолько сильное искажение решетки медной матрицы, что олово выдавливается в виде новых частиц.

ВЛИЯНИЕ НАКОПЛЕННОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ПРОЦЕССЫ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ СПЛАВА СИСТЕМЫ Cu–Cr–Zr

Фаизова С.Н.¹, Рааб Г.И.¹, Саркеева Е.А¹, С.-Дж. Хуанг²

¹Уфимский государственный авиационно-технологический университет, г.Уфа, Россия ²Национальный тайваньский университет науки и технологии, г. Тайбей, Тайвань <u>snfaiz@mail.ru</u>

Многопроходное равноканальное угловое прессование (РКУП) как метод интенсивной пластической деформации (ИПД) является одним из эффективных способов измельчения структуры до наноразмерных составляющих. В результате формируется структура с повышенной плотностью дефектов. Несмотря на большое количество работ, посвященных изучению закономерностей формирования структуры в условиях ИПД, однозначная физическая модель, объясняющая взаимовлияние механизмов деформации при ИПД, отсутствует.

Для того, чтобы понять, как осуществляется трансформация структуры при ИПД, по каким кристаллографическим направлениям происходят основные сдвиговые деформации, какие диффузионные процессы реализуются, необходимо проведение специальных модельных экспериментов.

В данной работе представлены результаты исследований изменений структуры при обработке методом равноканального углового прессования (РКУП) образцов из технически чистой меди М1 и дисперсионно-упрочняемого сплава Cu–1%Cr–0.7%Al. Проведено сравнение особенностей трансформации структуры при ИПД чистой медной матрицы (медь М1) и медной матрицы, содержащей легирующие элементы. Особое внимание было уделено процессам рекристаллизации при постдеформационном отжиге, который проводился последовательно при температурах: 200, 300, 450 и 500°С с возрастающим временем выдержки.

Анализ структуры проводили методом прицельной съемки одного и того же участка поверхности образцов в исходном состоянии и после РКУП на оптическом и растровом электронном микроскопах. Для оценки физико-механических свойств проводили механические испытания на растяжения, измеряли микротвердость и электропроводность.

Изучены процессы трансформации медной матрицы как в меди М1, так и в сплаве Cu–1%Cr–0.7%Al. Показано, что деформационно-стимулированный распад твердого раствора легирующих элементов в медной матрице и процессы деформационно-стимулируемого растворения частиц вторичных фаз оказывают существенное влияние на механизмы измельчения структуры сплава как во время РКУП, так и при пост-деформационной термообработке.

Работа выполнена при поддержке РФФИ проекта №10-08-01106а и проекта 11-08-92001-ННС а, поддержанного РФФИ –NSC.

ВЕРОЯТНЫЕ ДИСЛОКАЦИОННЫЕ ЦЕНТРЫ ЗАРОЖДЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ α - МАРТЕНСИТА ОХЛАЖДЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ АУСТЕНИТА МЕХАНИЧЕСКИМ ДВОЙНИКОВАНИЕМ

Кащенко М.П., Джемилев К.Н., Чащина В.Г.

Уральский государственный лесотехнический университет, Екатеринбург, Россия mpk46@mail.ru

Хорошо известен факт расширения числа вариантов реализации мартенсита охлаждения после предварительной пластической деформации аустенита. Например [1], для сплавов Fe–31.5%Ni и Fe–32%Ni, подвергнутых закалке после предварительной пластической деформации аустенита растяжением на (8–25)% и прокаткой на (20–50)% при комнатной температуре (напомним, что температуры M_s для сплавов такого состава ниже комнатной), наблюдается до пяти вариантов габитусов и несколько вариантов ориентационных соотношений (ОС), приведенных в табл. 1.

Таблица 1. Габитусы и ОС для мартенсита охлаждения после пластической деформации

Габитус	(259) _γ	(233) _γ	(3 10 11) _γ	(123)γ	(012) _γ
OC	Г-Т	Н	Н	К-З	К-З

В таблице сокращения Г–Т соответствуют ОС Гренингера–Трояно, К–З – Курдюмова–Закса, Н – Нишиямы. Заметим, что в отсутствие предварительной интенсивной пластической деформации для кристаллов мартенсита охлаждения (МО) сплавов указанных составов наблюдается только габитус (259)_γ и ОС Г–Т. Прокомментируем данные табл.1. Прежде всего, отметим, что данные о габитусе (259)_γ и соотношениях Г–Т, несомненно, относятся к стандартному варианту формирования МО с участием 30⁰ смешанной дислокации с линией [1 $\overline{2}$ 1]_γ в качестве дислокационного центра зарождения (ДЦЗ). Эта линия, как показано в [2], может входить в качестве основного элемента дислокационной петли ДЦЗ.

Габитус, близкий к (123), при условии, что плоскость, входящая в ОС К-З, перпендикулярна габитусу, вероятно, связан с появлением в ходе деформации ДЦЗ с линиями <111> , при которых возможен вариант быстрого роста за счет деформации плоскостей, входящих в ОС. Как отмечается в [2] (см. п. 7.8), при выборе осей растяжения и сжатия строго вдоль $[1\,\overline{1}\,0]_{\gamma}$ и $[11\,\overline{2}]_{\gamma}$ направлений в приближении продольных волн ожидается габитус, близкий (18 $\overline{5}$ $\overline{13}$)_{γ}, составляющий с (3 1 2)_{γ} угол $\approx 3.5^{\circ}$, т.е. габитусы достаточно близки. Заметим также, что совпадения с габитусом (3 1 2), можно добиться при небольших отклонениях волновых векторов управляющих волн от $[1\overline{1}0]_{\gamma}$ и $[11\overline{2}]_{\gamma}$, сохраняя их принадлежность плоскости $(111)_{\gamma}$. При анализе кристаллов с габитусами (123), следует учитывать также ДЦЗ с линиями $[1\overline{2}1]_{y}$, варьируя ориентации вектора Бюргерса. Поскольку в анизотропных (в упругом отношении) кристаллах линии [111], не соответствуют нормалям к плоскостям симметрии, механизму наибыстрейшей деформации плотноупакованной плоскости могут отвечать векторы Бюргерса, при которых в упругом поле дислокации имеются области с ориентацией третьего собственного вектора тензора деформации строго вдоль [111]_у при нулевом значении собственного значения тензора. Тогда как паре других ортогональных собственных векторов отвечают разные знаки собственных чисел.

Обсудим сценарий образования ДЦЗ кристаллов с габитусами (012)_γ. Накопленный опыт анализа вариантов реализации $\gamma - \alpha$ МП показывает, что, в принципе, при наличии подходящего ДЦЗ, возможен переход с быстрой трансформацией плоскостей в ходе распространения [2, 3] управляющего волнового процесса (УВП) с последующей сменой их укладки (за счет перетасовки коротковолновой модой либо гомогенного сдвига) либо без таковой (как в случае деформации плоскостей семейства $\{110\}_{\gamma}$). В частности, можно предположить, что кристаллы с габитусами (012)_γ возникают при наибыстрейшей деформации плоскостей (12 $\overline{1}$)_γ за счет распространения пары волн с ортогональными волновыми векторами, лежащими в этой плоскости. Отбор направлений волновых нормалей осуществляется в упругом поле ДЦЗ, имеющего линию $\overline{\Lambda} \parallel [12 \overline{1}]_{\gamma}$, но с вектором Бюргерса иным, чем в случае МО с габитусами $\{259\}_{\gamma} - \{3 \ 10 \ 15\}_{\gamma}$. Ориентировочно, например, в качестве краевой компоненты \vec{b}_{\perp} вектора Бюргерса \vec{b} можно принять векторное произведение $\overline{\Lambda}$ и нормали к габитусу $\vec{N} \parallel [012]_{\gamma}$, тогда

$$\vec{\Lambda} \parallel [12\,\overline{1}\,]_{\gamma}, \qquad \vec{N} \parallel [012]_{\gamma}, \qquad \vec{b}_{\perp} \parallel [5\,\,\overline{2}\,\,1]_{\gamma}.$$
(1)

Затем в качестве единичных векторов волновых нормалей $\vec{n}_{1,2}$ в составе УВП можно ориентировочно (строго это справедливо для изотропной среды) принять направления:

$$\vec{n}_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{\vec{b}_{\perp}}{\left| \vec{b}_{\perp} \right|} \pm \frac{\vec{N}}{\left| \vec{N} \right|} \right].$$
(2)

Из (1) и (2) легко получаем:

$$\vec{n}_{1,2} \parallel \begin{bmatrix} 5 & \overline{2} \pm \sqrt{6} & 1 \pm 2\sqrt{6} \end{bmatrix}_{\gamma}.$$
 (3)

Отметим для сравнения, что пара осей (3) развернута на угол $\approx 32.2^{\circ}$ относительно осей симметрии $[1 \ 0 \ 1]_{\gamma}$ и $[\overline{1} \ 1 \ 1]_{\gamma}$, лежащих в плоскости $(12 \ \overline{1})_{\gamma}$.

При такой интерпретации, естественно говорить о первичных ОС, в которые входит деформируемая плоскость $(12\overline{1})_{\gamma}$, и традиционно искомых ОС К-3, включающих плотноупакованную плоскость аустенита $(\overline{1} 11)_{\gamma}$, ортогональную $(12\overline{1})_{\gamma}$ и составляющую с плоскостью габитуса $(12\overline{1})_{\gamma}$ угол $\approx 39.2^{\circ}$. В качестве направления, включаемого в ОС К−3, может войти линия [101]_γ пересечения плоскостей (111)_γ и $(12\overline{1})_{\gamma}$. Заметим, наконец, что линии $\vec{\Lambda} \parallel [12\overline{1}]_{\gamma}$, являющиеся линиями пересечения плоскостей $(101)_{\gamma}$ и $(\overline{1}11)_{\gamma}$, в рамках кристонного подхода [4] на стадии развитой пластической деформации можно рассматривать как барьеры, появляющиеся при пересечении обычных петель в плоскостях легкого скольжения ГЦК решетки и петель в плоскостях (101)_у. Петли в плоскостях (101)_у генерируются обобщенными источниками Франка-Рида (ОИФР), возникшими после контактного взаимодействия двух систем дислокаций с пересекающимися плоскостями легкого скольжения (дающих в равных долях вклады в суперпозиционный вектор Бюргерса (1)). Подчеркнем, при этом следует рассматривать сложение векторов под острым углом («неустойчивые кристоны» [4]), что вполне оправдано в условиях сильной неравновесности процесса пластической деформации. Представляет интерес и анализ упругого поля ДЦЗ с линией [1 0 0], в качестве основной составляющей дислокационной петли.

Кристаллы с габитусами (233)_γ и (3 10 11)_γ могут инициироваться возникшими при деформации ДЦЗ, с такими векторами Бюргерса, при которых упругие поля деформаций ДЦЗ выделяют направления распространения управляющих волн, существенно отклоняющиеся от [110]_γ и [001]_γ, но остающиеся в плоскости (1 $\overline{10}$) _γ (в случае габитуса (233)_γ) или немного отклоняющиеся от плоскости (в случае габитуса (3 10 11)_γ). Ясно, что для кристаллов с габитусами (233)_γ роль ДЦЗ может выполнять сегмент вдоль направления [01 $\overline{1}$]_γ с вектором Бюргерса краевой ориентации, т.е. $\vec{b} ||[\overline{3}11]_{\gamma}$. Нетрудно показать, что такому ДЦЗ может отвечать мезоконцентратор, с составом n/m = 5/1 при остроугольном сложении векторов Бюргерса взаимодействующих дислокаций в соотношении 5/1. С габитусом (3 10 11)_γ ситуация не столь однозначная, могут проверяться несколько вариантов, в частности, ДЦЗ с той же ориентацией сегмента [01 $\overline{1}$]_γ и векторами Бюргерса, близкими к ориентациям $\vec{b} ||$ [$\overline{7}$ 1 1]_γ. При учете упругой анизотропии возможно и участие сегментов дислокации онных петель с направлениями [$\overline{1}11$]_γ.

Полезно также помнить, что в условиях интенсивной пластической деформации типично двойникование γ -фазы. При этом следует принимать во внимание не только главные плоскости сдвига $\{111\}_{\gamma}$, но и боковую огранку пластин двойниковых ориентаций плоскостями. Принимая модель кристона в виде пачки параллельных призматических петель в качестве таких плоскостей естественно выбрать $\{1\overline{1}0\}_{\gamma}$. Но тогда совокупность ориентаций рабочих сегментов ОИФР $\Lambda \parallel <001>_{\gamma}$, $<111>_{\gamma}$, $<112>_{\gamma}$ возникает при пересечениях плоскостей семейств $\{111\}_{\gamma}$ и $\{1\overline{1}0\}_{\gamma}$, как внутри каждого из семейств, так и между плоскостями из разных семейств.

Проведенный качественный анализ указывает на целесообразность расчета упругих полей ДЦЗ с линией $\vec{\Lambda} \parallel [12\overline{1}]_{\gamma}$ и векторами Бюргерса $\vec{b}_{\perp} \parallel [5\overline{2}1]_{\gamma}$ и $[\overline{4}\ 1\ 2]_{\gamma}$, как и $\vec{\Lambda} \parallel [01\overline{1}]_{\gamma}$ при $\vec{b} \parallel [\overline{3}11]_{\gamma}$ $\vec{b} \parallel [\overline{7}11]_{\gamma}$, в качестве вероятных центров зарождения кристаллов МО после предварительной пластической деформации.

Таким образом, представляется перспективной возможность интерпретации всего морфологического спектра наблюдаемых особенностей мартенсита охлаждения после предварительной пластической деформации [1] в рамках динамического подхода [2–4] на основе представлений о расширении спектра ДЦЗ в ходе взаимодействия пластин механических двойников исходного аустенита. Заметим также, что для сегментов ДЦЗ, сформировавшихся в ходе парных пересечений плоскостей разных систем скольжения, типична именно прямолинейность линий $\vec{\Lambda}$, что вполне соответствует постановке задачи о расчете упругих полей петель с прямолинейными сторонами.

Список литературы

- Televich R.V., Pereloma E.V., Gornjak S.Z. Доклады Всесоюзной конференции по мартенситным превращениям в твердом теле. – Киев: Ин-т металлофизики АН Украины, 1992. – С. 90–93.
- Кащенко М.П., Чащина В.Г. Динамическая модель формирования двойникованных мартенситных кристаллов при γ-α превращении в сплавах железа – Екатеринбург: УГЛТУ, 2009. – 98 с.
- 3. Кащенко М.П., Чащина В.Г. // УФН. 2011. Т. 181. № 4. С. 345 364.
- 4. Кащенко М.П., Чащина В.Г., Семеновых А.Г.// Физическая мезомеханика.-2003.-Т.6, №1, С.95-122.

ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СТАРЕЮЩЕГО СПЛАВА СИСТЕМЫ AL-LI-CU-ZR ПРИ ДЛИТЕЛЬНОМ ВЫЛЕЖИВАНИИ ПОСЛЕ МЕГАПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Кайгородова Л.И., Распосиенко Д.Ю., Пушин В.Г., Пилюгин В.П.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия LIKaigorodova@mail.ru

Известно, что нанокристаллические материалы обладают уникальными механическими и физическими свойствами. Интенсивное возрастание размеров кристаллитов приводит к преимущественному ухудшению свойств. В соответствии с этим, изучение термодинамической стабильности нанокристаллических (НК) материалов относительно роста зерен и особенностей трансформации их структурных составляющих имеет научное и практическое значение. В настоящей работе исследованы структурные и фазовые превращения и их взаимосвязь со свойствами в сплаве 1450 с НК – структурой при длительном (до 1,5 лет) вылеживании. Состав сплава приведен в таблице 1.

Cu	Li	Zr	Sc	Mg	Al
3,1	2,0	0,1	0,8	0,96	Ост.

Таблица 1. Состав легированного сплава 1450, масс. %

Для получения рекристаллизованной НК – структуры исследуемый сплав подвергался мегапластической деформации кручением под высоким давлением (КВД) в наковальнях Бриджмена при комнатной температуре с последующим низкотемпературным отжигом при 150 °C в течение 10 часов.

Анализ структуры и фазовый состав сплава после деформации, отжига и последующего вылеживания электронно-микроскопически в электронном микроскопе JEM – 200 CX и рентгенографически на дифрактометре ДРОН – 3М в монохроматизированном Cu K_{α} - излучении.

Механические свойства сплава с НК – структурой (микротвердость, модуль упругости и пластичность) измеряли методом инструментального индентирования на нанотвердомере Nanotest, Micro Materials LTd, Wrexham UK с алмазным трехгранным индентером Берковича.

Структура сплава после мегапластической деформации. При мегапластической деформации в исследуемом сплаве образуются равноосные мелкодисперсные нанофрагменты (рис. 1 а). Кольцевой характер соответствующих электронограмм указывает на их большеугловую разориентацию. Диаметр нанофрагментов и их размерная однородность зависят от режима КВД (табл. 2).

Таблица 2. Влияние режима деформации на размер нанофрагментов

Режим деформации	Диаметр фрагментов, нм		
$P = 4 \ \Gamma \Pi a, \phi = \pi \ pad$	100 - 150		
$P = 4 \ \Gamma \Pi a, \ \phi = 2\pi \ pad$	80 - 120		
$P = 4 \ \Gamma \Pi a, \ \phi = 10 \pi$ рад	70 - 100		
$P = 8 \ \Gamma \Pi a, \phi = 20 \pi \ pad$	40-60		

При мегапластической деформации наряду с нанофрагментацией частично происходит динамическая рекристаллизация: на электронно-микроскопических изображениях сплава, наряду с нанофрагментами, выявляются равноосные нанозерна того же размера. Интенсивность динамической рекристаллизации повышается с увеличением угла поворота φ от 2π до 10π рад при давлении P = 4 ГПа и становится максимальной при угле $\varphi = 20\pi$ рад и давлении P = 8 ГПа.



Рис. 1. Структура легированного сплава 1450: a – светлопольное изображение фрагментированной структуры после деформации P = 4 ГПа, $\varphi = 10\pi$; δ – темнопольное изображение рекристаллизованных нанозерен в рефлексе (220)_{A1} после деформации P = 8 ГПа $\varphi = 20\pi$ и отжига при 150 °C, 15 ч

Низкотемпературный отжиг 150 °C, 15 ч, используемый после мегапластической деформации, приводит к образованию в сплаве рекристаллизованной нанокристаллической структуры. Образовавшиеся при отжиге нанозерна имеют равноосную форму и хорошо сформированные границы (рис. 1 б). Их размеры уменьшаются при возрастании степени предшествующей деформации.

Структура сплава после вылеживания. Длительное вылеживание сплава после мегапластической деформации способствует релаксации накопленной энергии: на рентгенограммах замечено сужение дифракционных максимумов, в частности, максимумов (311)_{Al} и (420)_{Al} относительно деформированного состояния.

В соответствии с электронно-микроскопическими данными можно заключить, что при вылеживании происходят процессы структурной релаксации: возврата, полигонизации и реклистализации, сохраняющие при этом нанокристаллический масштаб структурного состояния (рис. 2 *a*). Характер границ образовавшихся нанозерен определяется режимом деформации: в случае КВД при P = 4 ГПа, $\varphi = 2\pi$ рад преобладают изогнутые (выпукло – вогнутые) неравновесные границы, а повышение степени деформации (P = 4 ГПа, $\varphi = 10\pi$ рад) приводит к появлению нанозерен с прямолинейными равновесными границами (рис. 2 *б*). Предполагается, что нанозерна с выпукло-вогнутыми границами формируются посредством трансформации in situ образовавшихся при КВД нанофрагментов, а с прямолинейными границами – за счет спрямления границ динамически рекристаллизованных нанозерен.

Обнаружено, что кроме рекристаллизации, при вылеживании сильнодеформированного сплава происходит распад твердого раствора. Частицы стабильных фаз T_2 (Al₆CuLi₃) и S₁ (Al₂LiMg) выделяются как гетерогенно на границах нанозерен, дислокациях, фрагментах дипольных границ, так и гомогенно в матрице (рис. 2 δ). Повышение степени деформации способствует увеличению их объемной доли, размеров и плотности распределения.

Заметим, что эти фазы в исследуемом сплаве с обычной микрокристаллической (МК) структурой выделяются гомогенно только при высокотемпературных отжигах, а при естественном старении образуются метастабильные фазы δ' (Al₃Li) и $\theta'(\theta'')$ (CuAl₂).



Рис. 2. Структура легированного сплава 1450 после КВД и вылеживания при 20 °С 1,5 года: $a - P = 4 \Gamma \Pi a, \phi = 2\pi$ рад, $\delta - P = 4 \Gamma \Pi a, \phi = 10\pi$ рад; темнопольные изображения в рефлексах (530)_{T2} + (660)_{S1}.

Образовавшаяся при отжиге 150 °C, 15 ч нанокристаллическая структура сохраняет размерную стабильность в процессе длительного вылеживания. Морфология, характер распределения и объемная доля выделившихся при отжиге частиц фаз T_2 и S_1 в течение последующеговылеживания также не изменяются.

Механические свойства. Структурные и фазовые превращения, реализующиеся при вылеживании сплава 1450 после мегапластической деформации, оказывают влияние на его механические свойства. Так, независимо от режима деформации, после вылеживания свойства деформированного сплава стали практически идентичными его свойствам в отожженном при 150 °C, 15 ч состоянии: микротвердость сплава относительно деформированного состояния понизилась от 3,45 до 2,6 ГПа. При этом показатель пластичности возрос от 0,79 до 0, 83 ед. (После отжига в случае деформации P = 4 ГПа, $\varphi = 2\pi$ рад микротвердость сплава составляет 2,6 ГПа, в случае P = 4 ГПа, $\varphi = 10\pi$ рад – 2,8 ГПа, а показатель пластичности, независимо от режима деформации, равен 0,83 ед.).

Отжиг деформированного сплава обеспечивает стабильность его свойств: в процессе длительного вылеживания прочность и пластичность отожженного сплава практически не изменяются.

Вылеживание вызывает снижение модуля упругости: после деформации $P = 4 \Gamma \Pi a$, $\varphi = 2\pi$ рад он снижается от 116 до 106,5, а после деформации $P = 4 \Gamma \Pi a$, $\varphi = 10\pi$ рад – от 111 до 100 ГПа. Более сильное снижение этой характеристики вызывает отжиг сильнодеформированного сплава при 150 °C, 15 ч: в случае деформации $P = 4 \Gamma \Pi a$, $\varphi = 2\pi$ рад он составляет 105 ГПа, а $P = 4 \Gamma \Pi a$, $\varphi = 10\pi$ рад – 98 ГПа. При этом в процессе вылеживания модуль упругости отожженного сплава не изменяется.

ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОУПРУГИХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ И ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ NiMn И NiAl

Белослудцева Е. С., Куранова Н. Н., Марченкова Е. Б., Пушин В. Г., Казанцев В. А., Коуров Н. И.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия pushin@imp.uran.ru

Атомноупорядоченные интерметаллические B2 соединения на основе NiAl и NiMn испытывают термоупругие мартенситные превращения (ТМП) при относительно высоких температурах, что часто требуется для применения эффектов памяти формы. Однако, эти сплавы отличаются чрезмерной хрупкостью. Улучшение пластичности – ключевая проблема данных материалов. В работе были исследованы аустенитные и мартенситные фазы в бинарных NiAl-сплавах и тройных псевдобинарных сплавах на основе NiMn методами РЭМ и ПЭМ, рентгеновской и электронной дифракции. Также были измерены некоторые физические и механические свойства.

Электронно-микроскопические исследования показали, что тетрагональный L1₀(2M)-мартенсит появляется в сплавах NiAl с пониженным содержанием Al (30 \leq Al \leq 40 ат.%) и сплавах на основе NiMn (0 \leq Al \leq 10 ат.%). 2M-мартенсит имеет преимущественную морфологию в виде иерархии пакетов тонкопластинчатых двойников с плоскостями габитуса, близкими {101}B2 (рис. 1). Их внутренняя структура характеризуется нанодвойниками {111}<112>L10 || {101}<101>B2.



Рис. 1. Типичное темнопольное электронно-микроскопическое изображение двух пакетов L1₀-мартенсита закаленного от 1073 К сплава Ni₅₀Mn₅₀ при комнатной температуре (*a*), микроэлектронограмма, соответствующая области стыка пакетов, являющаяся наложением дифракций с осью зоны, близкой (110)_{ГЦТ} двух двойникованных вариантов (б), и схема ее расшифровки (*в*)

Было найдено, что в тройных сплавах на основе NiMn, легированных алюминием и титаном, при охлаждении происходят последовательные ТМП за счет формирования одной или двух длиннопериодных фаз с тонкопластинчатой двойниковой морфологией. Структурные типы NM (2M, 10M, 14M) длиннопериодного мартенсита отличаются числом слоев (N) в элементарной ячейке. В данном случае определенные экстрарефлексы присутствуют в выбранной области электроннодифракционных картин сплавов. В сплавах NiMnAl и NiMnTi наблюдали кроме 2M мартенстиные фазы 10M и 14M. Два вида мартенсита, 2M и 14M, исследованы в NiMn сплавах с высоким содержанием алюминия (Al \geq 37 at.%). Критическая температура ТМП в сплавах NiAl, NiMnAl и NiMnTi изменяется в широком интервале от 1000К вплоть до криогенных температур в зависимости от содержания алюминия и титана. Измерения показали, что исследованный в работе сплав стехиометрического состава Ni50Mn50 имеет два фазовых перехода ГЦК \leftrightarrow OЦК (B2) и B2 \leftrightarrow 2M при температурах (1100-1150) К и (920-1020) К, соответственно (см. рис. 2). Из анализа хода кривой $\rho(T)$ видно, что при охлаждении первое превращение сопровождается снижением $\rho(T)$, а второе превращение – ростом $\rho(T)$. При нагреве, напротив, $\rho(T)$ с характерными температурными гистерезисами изменяется в противоположную сторону. Важно также отметить, что ход зависимости $\rho(T)$ в первом термоцикле практически не изменился и после десяти термоциклов МП. По данным рентгенофазового анализа установлены структурные типы образующихся фаз.



Рис. 2. Температурная зависимость электросопротивления $\rho(T)$ (а – в термоцикле измерений: комнатная температура, $RT \rightarrow 1170$ K $\rightarrow RT \rightarrow$ температура кипения жидкого азота, $T_{\text{ж.а.}} \rightarrow RT$) и коэффициента линейного расширения $\Delta L/L_0(T)$ (для трех кубических образцов в термоцикле 750 \rightarrow 1100 \rightarrow 750 K сплава Ni₅₀Mn₅₀)

Измерение коэффициента теплового расширения (КТР) показали, что $\Delta L/L_0$. При анализе температурной зависимости изменения $\Delta L/L_0$ было установлено, что в изученных сплавах мартенситный переход В2 ↔ 2М происходит при температурах $M_{\rm s}$ = 960 К, $M_{\rm f}$ = 940 K; $A_s = 970$ K, $A_f = 990$ K; гистерезис ~30 К (табл. 1). Измерения, выполненные на кубических образцах для трех различных ориентаций, позволяют непосредственно определить не только линейные эффекты $\Delta L/L$ (рис. 2), но и объемный эффект превращения $\Delta V/V$, который составил ±(1.7-1.8%).

Рентгендифрактометрические исследования in situ показали, что при температуре 1100 К сплав Ni₅₀Mn₅₀ имеет B2-решетку с параметром элементарной ячейки $a_{B2} = 0.2988$ нм. Обнаружено, что при пониже-

нии температуры съемки происходит снижение интенсивности брэгговских отражений, в том числе линии 110_{B2} , вплоть до температуры начала фазового превращения. Вблизи нее наблюдается сначала появление асимметричного "наплыва" со стороны больших углов 20 (при 950 K), а затем и расщепление линии 110_{B2} на две 110_{B2} и 111_{L10} . Температура 950 K, при которой фиксируется первое появление линии $111_{\Gamma \Pi T}$, может быть определена как температура начала ТМП M_s . Дальнейшее охлаждение привело к росту интенсивности линии 111_{L10} и исчезновению линии 110_{B2} ниже $M_f \approx$ 850 K.



Рис. 3. Температурные зависимости параметров решетки $L1_0$ -фазы *a*, *c* и их отношения *c*/*a* в сплаве Ni₅₀Mn₅₀ в представлении ГЦТ

Были определены параметры а и с мартенситной фазы $2M-L1_0$ при различных температурах исследования (рис. 3). Установлено, что с понижением температуры величина а - снижается, с, напротив, увеличивается, а их степень тетрагональности с/а, растет, изменяясь от 0.90 до 0.94. Таким образом, при охлаждении в процессе МП и после его завершения происходит сжатие решетки тетрагональной фазы вдоль оси а и растяжение вдоль оси с. При температуре 300 К значения параметров решетки $L1_0$ -мартенситной фазы становятся равными значениям, полученным при закалке сплава. Образование $L1_0$ -мартенситной фазы при охлаждении происходит со скачкообразным уменьшением объема, близким -0.75%, в точке начала фазового превращения. При дальнейшем понижении температуры V_{L10} продолжает уменьшаться.

Таблица 1. Температуры начала (M_s, A_s) и конца (M_f, A_f) прямого (M_s, M_f) и обратного (A_s, A_f) мартенситного превращения и его гистерезис (Δ) в сплаве Ni₅₀Mn₅₀

Метолы исследования	Температуры мартенситных превращений, К					
тегоды неследования	M_s	M_{f}	A_s	A_f	Δ	
Электросопротивление $\rho(T)$	970	920	970	1020	50	
Коэффициент линейного расширения $\Delta L/L_0(T)$	960	940	970	990	30	

Анализ показал, что главными причинами хрупкости сплавов NiAl и увеличение гистерезиса превращения является распад во время нагрева с образованием упорядоченных фаз Ni₂Al и Ni₅Al₃, а сплавов NiMn – наличие оксидов марганца.

Работа выполнена при частичной поддержке проектов РФФИ №11-02-00021и программы Президиума РАН № 12-П-2-1060.

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АЛЮМИНИЯ И ПАРАМЕТРЫ АВТОВОЛН ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

Зариковская Н.В¹., Зуев Л.Б².

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия ²Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия

chepko@ispms.tsc.ru

Данные многочисленных экспериментов, обобщенные в монографии [1], показывают, что пластическая деформация моно- и поликристаллов металлов и сплавов протекает локализовано на всех этапах процесса, а тип автоволновых картин локализации на макромасштабном уровне определяется действующим на соответствующей стадии законом деформационного упрочнения. Локализация на разных пространственных масштабах является атрибутивным признаком всех деформационных процессов, независимо от их природы [1]. В последнее время авторы работ [2–5] представили ряд независимых свидетельств в пользу этого положения.

Цель настоящей работы состоит в поиске взаимосвязи автоволновых картин локализации пластического течения с механическими характеристиками поликристаллического алюминия. Для этого параллельно измерялись показатели механических свойств, в качестве которых использовались коэффициенты уравнения Холла-Петча σ_0 и k_f , и характеристики автоволновых процессов (длина λ и скорость распространения V_{aw} автоволны локализованного пластического течения) в одних и тех же поликристаллических образцах.

Отметим, что кривые пластического течения поликристаллического алюминия при условии $\delta > 0.4$ mm имеют сложный многостадийный характер, благодаря которому на кривой $\sigma(\varepsilon)$ чередуются участки линейного и параболического деформационного упрочнения [6]. У образцов с размером зерна $\delta < 0.1$ mm на кривой $\sigma(\varepsilon)$ иногда наблюдается три линейных участка. Что же касается поликристаллов с $\delta > 0.4...0.5$ mm, то их кривая течения на всем протяжении имеет параболический характер с $n \approx \frac{1}{2}$. Длина линейных участков Δ падает с ростом зерна, как показано на рис. 2, по закону $\Delta = \Delta_0 \exp\left[\frac{B}{(\delta/\delta_0)^{-1/2}+1}\right]$, где Δ_0 , B – константы, а $\delta_0 \approx 0.5$ mm, что

соответствует размеру зерна, выше которого линейные стадии в поликристаллах алюминия не наблюдаются.

Анализ полученных в ходе многочисленных экспериментов данных указывает на особенности, связанные с размером зерна. В первую очередь речь идет о скачке зависимости временного сопротивления алюминия от размера зерна при $\delta \approx \delta_b \approx 0.15$ mm. Но наиболее важным для обсуждаемой проблемы является принципиальное различие поведения параметров σ_0 и k_f уравнения $\sigma_f = \sigma_0 + k_f \delta^{-1/2}$ при $\delta > \delta_b$ и $\delta < \delta_b$. Оказалось, что σ_0 и k_f в этих диапазонах размеров зерен сложными образом зависят от размера зерна δ и деформации ε ; характеристики этих функций показаны в табл. 1.

Диапазон	Вид коэффициентов урав- нения (1), как функций б и ε		Коэффициенты уравнения (3)		Коэффициенты уравнения (4)	
размеров зерен			$V_0 \cdot 10^5$	Ξ ·10 ⁻⁴	$V_* \cdot 10^5$	$\vartheta \cdot 10^6$
mm			m·s ⁻¹	W·m ⁻²	m·s ⁻¹	$m^{3/2} \cdot s^{-1}$
$0.05 \le \delta \le 0.1$	$\sigma_0(\delta,\epsilon)$	$k_f = const$	-2.19	2.3	12	-0.38
$0.1 \le \delta \le 0.65$	$\sigma_0 = const$	$k_{f}(\delta, \varepsilon)$	2.28	0.8	31	-2.58

Таблица 1. Коэффициенты уравнений (1), (3) и (4) для разных интервалов размеров зерен



Рис. 1. Зависимость скорости автоволн от коэффициента деформационного упрочнения в поликристаллическом A1 (*a*) и от размера зерна (*b*): диапазон размеров зерен $1 - 0.05 \le \delta \le 0.15$ mm;

 $2-0.15 \le \delta \le 0.65 \,\mathrm{mm}$

Из анализа полученных данных следует, что существует граничный размер зерна $\delta = \delta_b \approx 0.1$ mm при котором ход зависимостей меняется.

Ранее установленная [1] закономерность, согласно которой на стадии линейного деформационного упрочнения очаги локализованной пластичности согласованно движутся вдоль оси растяжения с постоянной скоростью $V_{av} \approx 10^{-5} \dots 10^{-4}$ m/s, сохраняя эквидистантность, выполняется и в исследованном случае. Картина локализации в этих условиях представляет собой фазовую автоволну локализованного пластического течения, которую удобно характеризовать длиной λ и скоростью распространения V_{aw} , убывающей с ростом коэффициента деформационного упрочнения θ по закону $V_{aw} = V_0 + \Xi/\theta$.

Однако в поликристаллах алюминия зависимость разделяется на два участка, отвечающие большим и малым размерам зерен. Смена их наклона происходит при $\delta \approx \delta_b \approx 0.1...0.15\,$ mm; величины V_0 и Ξ для этих двух участков приведены в табл. 1. Поскольку коэффициент деформационного упрочнения поликристаллов алюминия изменяется при варьировании размера зерна, то зависимости можно придать форму $V_{aw}(\delta)$, показанную на рис. 1 *b*, и проанализировать ее для стадии линейного деформационного упрочнения.

Из рис. 1 *b* следует, что $V_{aw} = V_* - 9\delta^{-1/2}$. Значения меняющихся скачком при $\delta \approx \delta_b \approx 0.1...0.15$ mm коэффициентов V_* и 9 соотношения (4) приведены в табл. 1.

Полученные в настоящей работе данные подтвердили также справедливость ранее установленного в [1] квадратичного дисперсионного соотношения для автоволн в поликристаллическом алюминии $\omega(k) = \omega_0 + a \cdot (k - k_0)^2$, где $\omega = 2\pi/T$ частота, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, ω_0 , k_0 и a – константы. Оказалось, что точки на графике зависимости $\omega(k)$ располагаются в соответствии с размерами зерна, а минимум дисперсионной кривой $\omega(k)$ отвечает значению размера зерна $\delta \approx \delta_b \approx 0.1$ mm. Зависимость позволяет вычислить фазовую $V_{ph} = \omega/k$ и групповую $V_{gr} = d\omega/dk$ скорости автоволны локализованной пластической деформации и сравнить их с размерами зерна. Из полученных зависимостей $V_{ph}(\delta)$ и $V_{gr}(\delta)$ показаны следует, что при условии $\delta \approx \delta_b \approx 0.1...0.15$ mm выполняется равенство $V_{ph} = V_{gr}$.

Таким образом, наблюдавшиеся зависимости механических и автоволновых параметров от размера зерна в поликристаллах алюминия меняются скачком при $\delta_b \approx 0.1...0.15$ mm.

Список литературы

- 1. Зуев Л.Б., Данилов В.И., Баранникова С.А. Физика макролокализации пластического течения. Новосибирск: Наука, 2008. 327 с.
- McDonald R.J., Efstathiou C., Curath P. // J. Engng. Mat. Technol. 2009. Vol. 131. N 4. P. 692-703.
- 3. Asharia A., Beaudoin A., Miller R. // Math. Mech. Solids. 2008. Vol. 13. N 1. P. 292-315.
- Fressengeas C., Beaudoin A., Entemeyer D. // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. P. 014108-1-014108-9.
- 5. Третьякова Т.В., Третьякова М.П., Вильдеман В.Э. // Вестник ПермГТУ. Механика. 2011. № 2. С. 92-100.
- 6. Zuev L.B., Semukhin B.S., Zarikovskaya N.V. // Int. J. Sol. Str. 2003. Vol. 40. N 4. P. 941-950.
- 7. Зуев Л.Б., Зариковская Н.В., Федосова М.А. // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 9. С. 68-74.
- 8. Зуев Л.Б., Зариковская Н.В. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. № 5. С. 11-19.
- Зуев Л.Б., Зариковская Н.В., Федосова М.А. // Деформация и разрушение материалов. 2010. № 5. С. 1-7.

ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА НОВОГО КЕРАМИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА ZnSe(Te)

Борисенко Е. Б., Борисенко Д. Н., Колесников Н. Н., Гартман В. К., Терещенко А. Н., Зверькова И. И., Тимонина А. В.

ФГБУН Институт физики твердого тела Российской академии наук borisenk@issp.ac.ru

Селенид цинка – полупроводниковый материал, применяемый в ИК оптике, благодаря широкому диапазону пропускания, малому коэффициенту абсорбции. Он также используется как сцинтиллятор в дозиметрах и детекторах рентгеновского излучения. В этих применениях особо важным является выбор активатора и его содержания. Присутствие теллура в определенных концентрациях усиливает люминесцентные свойства ZnSe [1].

Целью данной работы является получение нового материала – керамики из нанопорошка ZnSe легированного Те и исследование влияния фазового и химического состава этого материала, его структуры на люминесцентные свойства.

Выбор нанопорошка в качестве исходного материала обусловлен тем, что это единственный путь получения плотной керамики методом порошковой технологии, к тому же, как показали наши исследования по получению керамики из нанопорошков Cd_{1-x}Zn_xTe, он оказывается заметно более экономичным по сравнению с выращиванием монокристаллов методом Бриджмена [2].

Установка для получения нанопорошка методом прямого осаждения из пара состоит из кварцевого реактора, ротаметра, барботера, кварцевых ампул-ловушек, баллона с гелием и соединительных шлангов (рис. 1). Между баллоном с гелием и ротаметром устанавливаются ловушка, погруженная в сосуд Дьюара с жидким азотом для очистки газа от воды, и ловушка с мелким порошком меди, помещенная в вертикальную печь, для очистки Не от кислорода. Перед кварцевым реактором помещен ротаметр, который регулирует скорость подачи очищенного гелия; а после него – барботер, заполненный спиртом.

Скорость потока газообразного гелия марки "Б" чистотой 99,99 об.% (ТУ 51-940-80) составляла V = 1600 мл/мин, температура в зоне испарения исходной крошки ZnSe(Te): $T = 1000^{\circ}$ С. Наночастицы оседали на холодных стенках кварцевого коллектора. Часть наночастиц уносилась потоком гелия и улавливалась с помоцью барботера. Область, в которой происходило осаждение порошка, условно поделена на три зоны по температуре: горячая зона III ($T = 200^{\circ}$ С), промежуточная зона (II), и холодная зона (I) ($T = 100^{\circ}$ С).

Съемка дифрактограмм проводилась на порошковом дифрактометре Siemens D500. Условия съемки: излучение Со К_а, диапазон углов 2 Θ от 20 до 120°, экспозиция в точке 5 с, шаг 0.05°, щели стандартные 1, 1, 1, 0.15 градусов, фильтр β-излучения, кювета - плавленый кварц. Спектры фотолюминесценции снимали при комнатной температуре. Для возбуждения ФЛ использовался HeCd лазер с длиной волны 325 нм и мощностью накачки 0,5 Вт/см².



Рис. 1. Схема установки для осаждения нанопорошка ZnSe(Te) из пара.

В лодочку для испарения был загружен микропорошок ZnSe + 0,5 % Te (масс).

Полученные осаждением нанопорошки различаются по фазовому составу, в зависимости от температуры зоны осаждения и ее удаленности от источника испарения. В порошках взятых из самой горячей зоны соотношение кубической и гексагональной фаз приблизительно 3:1. Помимо этих фаз наблюдаются следы Те и следы ZnO. В промежуточной зоне II соотношение кубической и гексагональной фаз в нанопорошке приблизительно 1:1. В холодной зоне I соотношение кубической и гексагональной фаз в нанопорошке приблизительно 2:1. Средний размер частиц кубической фазы 25 нм, гексагональной – 13 нм. После компактирования при комнатной температуре нанопорошков керамический материал состоит из смеси гексагональной и кубической фаз. В керамических образцах, приготовленных из нанопорошка, взятого из зоны III, содержавшего следы теллура, заметно увеличение параметра решетки в кубической фазе до $a_{cub}^{tabl} = 5,670$ Å по сравнению с нанопорошком: $a_{cub}^{powd} = 5.669$ Å, что указывает на вхождение 0,5 % Те (масс.) в твердый раствор. Рассчитанный по правилу Вегарда параметр решетки такого твердого раствора составляет $a_{cub}^{cal} = 5,671$ Å. Параметры решетки гексагональной фазы объемного материала на 0,01 Å больше, чем у нанопорошка. В материалах, полученных компактированием порошков взятых из более холодных зон осаждения, параметры решетки остаются неизменными. Заметных изменений фазового состава не наблюдается. Согласно данным рентгеноструктурного анализа, размер зерна, рассчитанный по уширению линий, в кубической фазе керамики увеличивается на 15-20 % по сравнению с размером частиц нанопорошка, и практически не изменяется в гексагональной фазе.

Съемка спектров фотолюминесценции при комнатной температуре (рис. 2) показывает, что самая высокая интенсивность свечения наблюдается для нанопорошка из горячей зоны и приготовленной из него керамики, а нанопорошок из холодной зоны не проявляет фотолюминесцентных свойств. Этот результат указывает на важную роль теллура в значении квантового выхода фотолюминесценции. Было исследовано влияние компактирования и отжига на свойства керамики, полученной из нанопорошков состава ZnSe+2,5 % Te (масс). Показано, что последеформационный отжиг керамики приводит к фазовому превращению из гексагональной в стабильную кубическую модификацию. Исследован фазовый состав после различных режимов отжига и установлено, что двухстадийный отжиг при $T_1 = 700^{\circ}$ C в течение 2 часов и последующий при $T_2 = 800^{\circ}$ C также в течение 2 часов приводят к полному переходу в кубическую фазу. При этом происходит рост зерна керамики до 300 нм. Влияние компактирования и отжига на спектры фотолюминисценции для этого состава показаны на рис. 2. Очевидно, что рост совершенства поликристалла, связанный с фазовым превращением в кубическую структуру, вхождением теллура в решетку твердого раствора и снижением дефектности структуры приводит к увеличению интенсивности фотолюминесценции керамики ZnSe(Te).



Рис. 2. Спектры фотолюминесценции ZnSe (2.5 % Te (масс.)): 1 – монокристалл; 2 – нанопорошок; 3 – керамика после отжига $T = 700^{\circ}$ C, t = 10 мин; 4 – керамика после отжига $T = 700^{\circ}$ C, t = 120 мин; 5 – керамика после отжига $T = 700^{\circ}$ С, t = 120 мин; 5 – керамика после отжига $T = 700^{\circ}$ С, t = 120 мин; 5 – керамика после отжига $T = 700^{\circ}$ С, t = 100 мин; 5 – керамика после отжига $T = 700^{\circ}$ С, t = 100 мин; 5 – керамика после отжига $T = 700^{\circ}$ С, t = 100 мин; 5 – керамика после отжига $T = 700^{\circ}$ С, t = 100 мин; 5 – керамика после отжига $T = 700^{\circ}$ С, t = 100 мин; 5 – керамика после отжига $T = 700^{\circ}$ С, t = 100 мин; 5 – керамика после отжига $T = 700^{\circ}$ С, t = 100 мин; 5 – керамика после отжига $T = 700^{\circ}$ С, t = 100 мин; 5 – керамика после отжига $T = 700^{\circ}$ С, t = 100 мин; 5 – керамика после отжига $T = 700^$

Список литературы

- 1. В. Д. Рыжиков, Т. Г. Старжинский, Л. П. Гальчинецкий, В. И. Силин, Способ получения сцинтиллятора на основе селенида цинка, активированного теллуром, Патент РФ 2170292 (10/07/2001).
- N. N. Kolesnikov, E. B. Borisenko, D. N. Borisenko, and B. A. Gnesin, Ceramic materials made of CdTe and Cd-Zn-Te nanocrystalline powders, Central European Journal of Chemistry vol. 9, no. 2, 2011 pp. 619-623 (DOI 10.2478/s11532-011-0038).

РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ НИОБИЯ ПРИ НАГРЕВЕ ВЫШЕ И НИЖЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕРМОАКТИВИРУЕМОГО ЗАРОЖДЕНИЯ

Красноперова Ю.Г., Дегтярев М.В., Воронова Л.М., Чащухина Т.И., Левит В.И.*

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия, ^{*} ВИТАЛД Л.Л.С. Хиллиард, Огайо, США <u>highpress@imp.uran.ru</u>

Монокристаллический ниобий с ориентировкой (001) и (110) после деформации прокаткой на 50% в направлении <110> демонстрирует ориентационную устойчивость к последующему отжигу при температурах 800–1200°С. В ходе отжига протекают процессы возврата без образования границ ячеек и субзерен, и рекристаллизация не развивается. Механические свойства после отжига достигают значений, присущих исходному монокристаллу. Известно, что большая пластическая деформация сдвигом под давлением приводит к потере исходной ориентировки монокристаллов и переходу материала в поликристаллическое состояние. Целью работы было исследовать стабильность одной из устойчивых ориентировок по отношению к отжигу после большой деформации, обеспечивающей формирование субмикрокристаллической (СМК) структуры.

Монокристаллический ниобий высокой чистоты деформировали в наковальнях Бриджмена под давлением 6 ГПа при комнатной температуре (гомологическая температура 0,11 $T_{пл.}$) на 5 оборотов наковальни. Образцы диаметром 5 мм и толщиной 0,3 мм вырезали так, чтобы плоскость образца соответствовала плоскости (001) монокристалла. После деформации проводили отжиг при температурах – 300, 400, 500, 700 и 900°С, 2 ч в вакууме 10⁻⁵ Па. Для предотвращения окисления образцы отжигали в танталовой фольге. Микротвердость ниобия измеряли по радиусу образцов, структуру исследовали методом сканирующей электронной микроскопии по всей площади образца и методом просвечивающей электронной микроскопии на расстоянии 1,5 мм от центра образца. Структура, состоящая преимущественно из микрокристаллитов (СМК структура), формируется в Nb после деформации сдвигом под давлением с e>5, однако в структуре сохраняется близкая ориентировка соседних мик-



Рис. 1. Изменение микротвердости ниобия с СМК структурой после отжига на радиусе: $\Box - 0$ мм, e = 3,4; ▲ -1,5мм, e = 8,5; ◊ -2мм, e = 9,2 от центра образца

рокристаллитов, внутри некоторых из них наблюдается дислокационная субструктура. После деформации на 5 оборотов наковальни степень деформации на радиусе 1,5 мм от центра образца составляла e = 8,5, а средний размер элементов структуры – 0,14 мкм. Ориентировку рекристаллизованных зерен оценивали по анализу дифракции отраженных электронов (EBSD).

Значительное разупрочнение происходит уже после отжига при 400° С, за исключением области образца на расстоянии 2 мм от центра, e = 9,2 (рис.1). Снижение твердости свидетельствует о начале рекристаллизации при тем-
пературе значительно ниже температуры образования термически активированных центров рекристаллизации (для ниобия высокой чистоты температура рекристаллизации составляет около 0,3 T_{nn} = 800°С). После отжига при 700°С твердость центральной части образца снижается до твердости исходного монокристалла, на периферии твердость остается выше. Согласно электронно-микроскопическим исследованиям рекристаллизация сильно деформированного Nb начинается уже при 300°С (рис. 2*a*), когда происходит рост отдельных центров. При 500°С за 2 часа рекристаллизация завершается.



Рис. 2. Микроструктура Nb после деформации с e = 8,5 и отжига при 300°C (*a*), 400°C (*б*), 700°C (*в*) и 900°C (*г*), *а*, *г* – просвечивающая электронная микроскопия, *б*, *в* – сканирующая электронная микроскопия.

Изменение среднего размера элементов структуры (рекристаллизованных зерен и микрокристаллитов) после отжига по данным просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии показано на рис. 3. При отжиге в интервале температур 400–900°С формируется структура двух масштабных уровней (рис. 2*б*): крупные рекристаллизованные зерна, размер которых анализировали по данным сканирующей микроскопии, и зерна и зародыши рекристаллизации субмикронного размера, определяемые методом просвечивающей электронной микроскопии. Увеличение температуры отжига до 700°С приводит к росту рекристаллизованных зерен на обо-их масштабных уровнях, а при повышении температуры от 700 до 900°С наблюдается уменьшение среднего размера рекристализованного зерна. При 900°С наряду с центрами, сформированными при деформации (микрокристаллиты), появляются термически активированные центры рекристаллизации, поэтому измельчение можно связать с увеличением плотности зародышей. В том же интервале температур в центральной части образца наблюдается более интенсивный рост рекристаллизованных зерен (рис.3).

В ниобии первые микрокристаллиты образуются уже при деформации осадкой



Рис. 3. Изменение среднего размера элементов структуры после деформации и отжига Δ – в центре образца, e = 3,5; **•**, \circ – на расстоянии 1,5 мм, e = 8,5; по данным: **•** – просвечивающей микроскопии и \circ , Δ – сканирующей микроскопии; пунктирная линия – усреднение с учетом площади, занимаемой крупной и мелкой структурой.

в наковальнях Бриджмена с е = 0,6. В центральной части образца, деформированного на 5 оборотов наковальни (e = 3,5), формируется структура смешанного типа с достаточно высокой плотностью микрокристаллитов. По данным сканирующей микроскопии размер рекристаллизованного зерна на периферии и в центре образца мало различается после отжига до 700°С. При более высокой температуре, очевидно, в смешанной структуре скорость роста рекристаллизованных зерен опережает скорость образования новых центров.

EBSD анализ показал, что после отжига при 400 и 500°C большая часть рекристаллизованных зерен имеет ориентировку

(110), при этом доля малоугловых границ невелика (рис.4 *a*). Преимущественная ориентировка рекристаллизованных зерен сохраняется и при более высокой температуре отжига (рис.4 δ).



Рис. 4. Спектр разориентировок границ зерен после отжига при 500°, 2ч (*a*) и микроструктура после отжига при 900°С, 2ч (*б*) ниобия, деформированного с e = 8,5, темное поле в рефлексе типа (110) α .

Таким образом, при рекристаллизации ниобия с СМК структурой происходит опережающий рост отдельных центров, и размер зерна по завершению рекристаллизации составляет 3-5 мкм. Рекристаллизованные зерна преимущественно имеют ориентировку (110). Наблюдается уменьшение размера зерна при увеличении температуры отжига выше температуры термоактивированного зарождения.

Работа выполнена по теме «Структура» № г.р.01201064335, при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ 11-03-00401 и проекта Президиума РАН № 12-П-2-1015.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ СМК-СТРУКТУРЫ, СФОРМИРОВАННОЙ В НИКЕЛЕ И МЕДИ ПРИ БОЛЬШОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Покрышкина Д.К., Красноперова Ю.Г., Дегтярев М.В.

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия, highpress@imp.uran.ru

Формирующиеся при большой пластической деформации в наковальнях Бриджмена микрокристаллиты представляют собой области, отделенные большеугловой границей и практически свободные от дислокаций, т.е. готовые зародыши рекристаллизации. Поэтому рекристаллизация структуры, образованной микрокристаллитами (субмикрокристаллической – СМК) не требует зарождения новых зерен и может протекать при температуре ниже термоактивируемого зарождения без инкубационного периода, такую рекристаллизацию принято называть низкотемпературной [1]. Например, отжиг железа со структурой ячеистого типа при 573К и ниже не приводит к рекристаллизации. А железо с СМК структурой рекристаллизуется при 473К в течение 64 ч, а при 573 К за 30 минут. В результате низкотемпературной рекристаллизации в железе удается получить субмикронный размер рекристаллизованного зерна [2]. СМК структура в железе формируется в условиях непрерывного наклепа и характеризуется высокой однородностью. Если деформация сопровождается процессами динамического разупрочнения (возвратом или рекристаллизацией), однородная СМК структура не формируется: при размерной однородности сохраняется геометрическая и дислокационная неоднородность. Неоднородность структуры должна влиять на поведение материала при нагреве. Целью настоящей работы было исследовать низкотемпературную рекристаллизацию в никеле, в котором при деформации сильно влияние динамического возврата [3], и в меди, в которой при комнатной температуре большая деформация сопровождается динамической рекристаллизацией [4]. Чтобы подавить рекристаллизацию в ходе деформации, медь различной чистоты деформировали при температуре жидкого азота (80К).

Исследовали никель чистотой 99,98%, деформированный при 290 К, и медь чистотой 99,99 и 99,90%, деформированную при 80 К. Деформацию осуществляли сдвигом под давлением 6 ГПа с углом поворота наковальни 2, 5 и 10 оборотов, степень истинной логарифмической деформации составляла e > 6 в никеле и e > 7 в меди. Отжиг деформированного Ni проводили при температурах 373 и 423К длительностью от 8 до 64 часов, низкотемпературная рекристаллизация деформированной Cu проходила в ходе отогрева от температуры деформации до 290К и дальнейшей вылежке при этой температуре в течение 14 дней. Время после деформации меди до исследования структуры составляло не более 1 суток. Температура образования термически активируемых зародышей рекристаллизации в Ni составляет 573К, а в Cu - 423К.

После отжига при 373К, 64ч в СМК никеле оформляются отдельные центры рекристаллизации, их размеры в основном не превосходят размеры микрокристаллитов после деформации – 0,13 мкм, но также образуется небольшое количество более крупных, до 1 мкм, зерен (рис.1). Наблюдаются отдельные участки из 3–4 зерен с прямыми границами и уравновешенными тройными стыками (рис.1*а*). По-видимому, это может быть связано либо с неравномерным образованием способных к росту зародышей рекристаллизации на стадии СМК структуры, либо с различной движущей силой рекристаллизации, приводящей к росту до столкновения близко расположенных зародышей.



Рис.1. Микроструктура Ni после деформации *e*=8,2 (*a*), *e*=9,2 (*б*) и отжига при 373К, 64ч

Доля рекристаллизованной структуры после выдержки 64 ч составляет порядка 5%. Скорость роста зерен не зависит от степени деформации на стадии СМК структуры (рис.2а). При повышении температуры отжига до 423К характер структуры не изменяется, доля рекристаллизованной структуры за то же время отжига увеличивается до 10%, и средний размер элементов структуры растет. В СМК структуре, образованной при наименьшей степени деформации, наблюдается быстрый рост зерен за первые часы выдержки (рис.2 δ). Аналогичные результаты были получены при низкотемпературной рекристаллизации железа [1].

После деформации меди на 10 оборотов наковальни при 290К формируется однородная по размеру структура субмикронного масштаба, но динамическая рекристаллизация приводит к разной дефектности элементов структуры [4]. Деформация при 80К позволит подавить динамическую рекристаллизацию и, возможно, получить однородную СМК структуру. Предположили, что снижение температуры рекристаллизации в результате большой пластической деформации должно привести к статической рекристаллизации при отогреве до 290К, но высокая плотность микрокристаллитов и их дислокационная однородность в отсутствие динамической рекристаллизации, обеспечит субмикронный размер рекристаллизованного зерна. В меди



99,99% дечистотой формация с e = 8 при 80K сопровождалась двойникованием, в результате этого однородная СМК структура сформировалась. не После отогрева до 290К наблюдается рост отдельных центров и в процессе вылежки в течение 7 дней сформировалась рекристаллизованная структура со средним размером зерна более 1 мкм (рис.3а, б). В меди чистотой 99,90%, несмотря на более низкую подвижность границ, отогрев

Рис. 2. Изменение среднего размера микрокристаллитов и рекристаллизованных зерен в Ni после деформации с e = 6,7 (\Box), e = 8,2 (\diamond), e = 9,2 (\diamond) и отжига при 373 (a) и 423К (δ)

после низкотемпературной деформации с e = 8 также приводит к росту отдельных зерен, но после вылежки в течение 14 дней доля рекристаллизованной структуры не превышает 20% (рис.3*в*, *г*). Отдельные зерна достигают размеров в десятки микрон.



Рис.3. Микроструктура меди чистотой 99,99% (*a*, *б*) и 99,90% (*в*, *г*) после деформации при 80К. *а*, *в* – отогрева до 290К; *б* – вылежка при 290К 7 дней; *г* – вылежка при 290К 14 дней

Таким образом, в никеле и меди низкотемпературная рекристаллизация развивается не одновременно во всем объеме материала и однородная субмикрозернистая структура не формируется. Это связано с неоднородностью деформационной СМК структуры. В никеле неоднородность структуры вызвана динамическим возвратом: зерна, в которых возврат пошел в большей степени, получают преимущество в росте при нагреве, поскольку представляют собой идеальные зародыши рекристаллизации, центры рекристаллизации могут возникнуть также в результате коалесценции соседних субзерен. В меди получению однородной СМК структуры препятствует деформационное двойникование.

Работа выполнена по теме «Структура» № г.р.01201064335 и при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ 11-03-00401 и проекта Президиума РАН № 12-П-2-1015.

Электронно-микроскопическое исследование выполнено в ЦКПЭМ ИФМ УрО РАН.

- 1. Дегтярев М.В., Воронова Л.М., Чащухина Т.И.// ФММ. 2004. Т.97. №1. С.78-88.
- 2. Дегтярев М.В., Воронова Л.М., Чащухина Т.И.// ФММ, 2007, т.71, №2, С.249-251.
- Пилюгин В.П., Гапонцева Т.М., Чащухина Т.И., Воронова Л.М., Щинова Л.И., Дегтярев М.В.// ФММ. 2008. Т.105. №4. С. 438-448.
- 4. M.V. Degtyarev, T.I.Chashchukhina, L.M. Voronova A.M. Patselov, V.P. Pilyugin// Acta Mater. 2007. V.55. P.6039-6050.

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ И СВОЙСТВА МОЛИБДЕНА ПРИ ХОЛОДНОЙ И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Гапонцева Т.М., Пилюгин В.П., Дегтярев М.В., Воронова Л.М., Чащухина Т.И., Пацелов А.М.

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия, <u>tmt_@mail.ru</u>

Понижение температуры деформации активизирует двойникование, как механизм деформации, в металлах со средним значением энергии дефекта упаковки, например, Ni или Fe (ЭДУ≈150–140 мДж*м⁻²), в которых при 290 К основным механизмом деформации является дислокационное скольжение. Представляет интерес проследить изменение структуры при холодной и низкотемпературной деформации в металле с высоким значением ЭДУ и, следовательно, высокой подвижностью дислокаций, и установить, приведет ли снижение температуры к смене механизма деформации от дислокационного скольжения к двойникованию. ЭДУ Мо при комнатной температуре составляет 300 мДж*м⁻².

Исследовали монокристаллический молибден ориентировки (110).деформированный в наковальнях Бриджмена под давлением 12 ГПа при 80 и 290 К. Температуру измеряли термопарой, присоединенной к неподвижной наковальне. Образцы до деформации имели диаметр 5 мм и толщину 0,3 мм. Угол поворота наковальни варьировали от 0⁰ (осадка) до 10 оборотов. Степень деформации рассчитывали с учетом осадки, которая зависела от угла поворота наковальни и расстояния до центра образца. Степень деформации при 290 К изменялась в интервале от 0,2 до 9,6 и при 80 К – от 0,3 до 7,3. Твердость измеряли при комнатной температуре по радиусу образцов на приборе ПМТ-3 с нагрузкой 50 Н. Для построения зависимости твердости ее значения, полученные на разных образцах, усредняли по интервалам логарифмической деформации $\Delta e = 0,4$. Структуру исследовали методом электронной микроскопии на расстоянии 1,5 мм от центра Размеры элементов структуры дислокационных образца. _ ячеек И микрокристаллитов – определяли на светлопольных и темнопольных изображениях по результатам более четырехсот измерений, что обеспечивало погрешность менее 10%.



Рис.1. Твердость Мо (110) деформированного при 290 К (темные значки) и 80 К (светлые значки). ◆, ◊ – 1 стадия; ●, ○ – 2 стадия.

Пластичность Мо при понижении температуры деформации до 80 К резко снижается, образцы при этой температуре удалось продеформировать без разрушения максимум на 3 оборота наковальни. На рис.1 представлены изменения твердости Мо от степени деформации. Видно, что твердость материала, деформированного при 80 К, до e = 4 ниже твердости материала, деформированного при 290 К, а затем – выше. По зависимости твердости от корня квадратного из степени деформации как при 80, так и при 290 К можно выделить две стадии деформации, различающихся коэффициентами увеличения твердости. Интенсивность упрочнения резко возрастает при температуре деформации 290 К по достижении e = 8,5, а в ходе деформации



<u>0,3 мкм</u>

0,<u>3 мкм</u>

Рис. 2. Микроструктура Мо, деформированного при 290 (*a*, *б*, *d*, *e*) и 80 К (*в*, *г*); *a*, *б* – *e* = 0,2; *в*, *г* – *e* = 0,4; *d*, *e* – *e* = 2,6 при 80 К после значительно меньшей степени e = 2,8.

Электронно-микроскопические исследования показали, что на начальных этапах деформации (осадка, *e* = 0,2) при 290 К происфрагментация ходит монокристалла, наблюдаются узкие дислокационные границы, а на дифракциях азимутальное разделение рефлексов (рис.2а, б). При понижении температуры деформации формируется слаборазориентированная ячеистая структура и полосы сдвига (рис.26, г), но образования двойников деформации, как в ходе деформации при 80 К в железе или никеле, не обнаружили. В результате дальнейшей деформации происходит фрагментация внутри полосовых структур, сопровождающаяся резким измельчением, что соответствует переходу деформации при 80 К на вторую стадию (рис.1). При продолжении деформации на этой стадии новые полосовые структуры не образуются.

Увеличение степени деформации е > 2 приводит к полной потере исходного монокристаллического состояния при обеих температурах. Вследствие высокой подвижности дислокаций в Мо уже после такой, относительно небольшой, деформации при 290 К образуются микрокристалразориентированные литы И фрагменты размером более 1 мкм, практически свободные от дислокаций (рис.2 *д*, *е*).

При этом после низкотемпературной деформации еще сохраняются участки слаборазориентированной ячеистой структуры.



Рис. 3. Микроструктура Мо, деформированного при 290 (*a*) и 80 К (*б*); *a* – *e*= 8,8; *б* – *e*=4,8

При продолжении деформации при обеих температурах наблюдается постепенное измельчение элементов структуры и увеличение доли микрокристаллитов. Однако даже после максимально достигнутой деформации структура остается неоднородной: наряду с разориентированными микрокристаллитами сохраняются элементы с малоугловыми разориентировками (рис.3).



Рис.4. Изменение среднего размера элементов структуры Мо, деформированного при 290 (темные значки) и 80К (светлые значки)

На рис. 4 приведены размеры разориентированных элементов структуры, без учета размеров слаборазориентированных элементов. В результате деформации при 290К первые разориентированные элементы структуры мельче, чем при 80К, но после e = 3 средний размер элементов структуры практически не зависит от температуры деформации.

Таким образом, в молибдене, обладающем высоким значением ЭДУ, понижение температуры деформирования до 80К не приводит к смене механизма

деформации с дислокационного скольжения на двойникование. Снижение подвижности дислокаций проявляется через локализацию деформации и образование полосовых структур. Уже на начальных этапах деформации (e>2) происходит образование разориентированных микрокристаллитов и переход в поликристаллическое состояние.

Работа выполнена по теме «Структура» № г.р.01201064335 и при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ 11-03-00401 и проекта Президиума РАН № 12-П-2-1053.

Электронно-микроскопическое исследование выполнено в ЦКПЭМ ИФМ УрО РАН.

ВЛИЯНИЕ ДВОЙНИКОВАНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ

Воронова Л.М., Пилюгин В.П., Дегтярев М.В., Чащухина Т.И., Гапонцева Т.М.

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия, highpress@imp.uran.ru

Образование в процессе деформации полосовых структур, в том числе двойников, существенно влияет на упрочнение материала и измельчение его структуры. Границы двойников, возникающие при деформации, представляют собой сильные барьеры для прохождения других некомпланарных двойников или скольжения дислокаций. Поэтому ГПУ и ГЦК материалы с низким значением ЭДУ, деформирующиеся главным образом двойникованием, обычно имеют высокую скорость деформационного упрочнения и темп измельчения структуры на начальных стадиях деформации. Двойникование является одним из механизмов деформации в металлах с ограниченным числом систем скольжения, например, в ГПУ материалах. При понижении температуры деформации двойникование может активизироваться и в других металлах (с ГЦК или ОЦК решеткой) с большим числом систем скольжения и средним значением ЭДУ, в которых в обычных условиях основным механизмом деформации является дислокационное скольжение. Изменение температуры деформации от комнатной до криогенной позволит выявить влияние двойникования на эволюцию структуры чистых металлов и формирование в них субмикрокристаллической (СМК) структуры.

В качестве материалов исследования были выбраны металлы с различным типом решетки: Со, Ni и Fe. В кобальте, который обладает наименьшим из всех ГПУ материалов числом систем скольжения и низким значением ЭДУ (\approx 30 мДж*м⁻²), деформационное двойникование наблюдается уже при комнатной температуре. В никеле (ГЦК, ЭДУ \approx 150 мДж*м⁻²) и в железе (ОЦК, ЭДУ \approx 140 мДж*м⁻²) при комнатной температуре деформационное двойникование не происходит и активизируется при понижении температуры деформации до 80К. Металлы деформировали при 290 и 80К сдвигом под давлением 6 ГПа с углом поворота наковальни от 15⁰ до 15 оборотов. Расчетная логарифмическая деформация *е* изменялась в интервале от 1 до 9.

Эволюция структуры чистых металлов при деформации проходит стадийно. Границы стадий были определены по зависимостям, приведенным на рисунке 1. Во всех материалах в исследованном интервале деформаций можно выделить две или три стадии, каждой из которых должен соответствовать определенный тип структуры.

В Fe и Ni, деформированных при 290К, на первой стадии формируется ячеистая структура (рис. 2*a*), вторая стадия соответствует структуре смешанного типа, в которой наряду с дислокационными ячейками присутствуют разориентированные микрокристаллиты, и третья стадия – это стадия СМК структуры (рис. 2*e*, *d*). При низкотемпературной деформации этих металлов четко разделить стадии по типу структуры затруднительно, поскольку на всех стадиях наблюдаются как мало- так и высокоугловые разориентировки деформационного происхождения. На первой стадии одновременно с дислокационными структурами формируются микрополосы и двойники деформации (рис. 2*б*, *г*). Увеличение степени низкотемпературной деформации до е = 2,5 приводит к повышению плотности двойников и их взаимному пересечению. Значительную долю объема занимает структура в виде пакетов чередующихся полос, характеризующаяся высокоугловыми взаимными разориентировками. В пределах полосы ориентировка меняется мало. На последней стадии структура состоит из дискретно разориентированных микрокристаллитов и близких к ним по размерам фрагментов микрополос с разориентировкой, непрерывно меняющейся в пределах полосы (рис. 2*e*). Однородная СМК структура не формируется. Образование первых микрокристаллитов наблюдается в областях ячеистой структуры незави-



Рис.1. Изменение твердости металлов, деформированных при 290 (•)и 80К (□)

большей долей СМК структуры.

симо от температуры деформации. В микрополосах и двойниках формирование СМК структуры задерживается, поэтому средний размер элементов структуры после деформации при 80К до достижения третьей стадии остается большим, чем в результате деформации при 290К. Следует отметить, что и твердость материала, деформированного при 80К, на первой и второй стадиях ниже, чем после деформации при 290К (рис. 1). Предельное измельчение элементов структуры при 80К оказывается в Ni больше, чем при 290К (80 и 130 нм соответственно), а в Fe меньше (90 и 60 нм соответственно).

В Со образование двойников и деформационных микрополос происходит одновременно с развитием ячеистой структуры при обеих температурах деформации (рис.3 a, δ). С увеличением степени деформации внутри двойников и микрополос развивается фрагментация, и формируются отдельные участки СМК структуры. Снижение температуры деформации приводит к множественному двойникованию и ускоряет появление первых микрокристаллитов.

Однако даже после максимальной степени деформации независимо от температуры не достигнуто формирования однородной СМК структуры, т.к. еще сохраняется небольшая доля ячеистой структуры (рис. 3 *в,г*). При обеих температурах в кобальте формируется структура с близким средним размером элементов: 210 нм после e = 6,2 при 80К и 190 нм после e = 7,3 при 290К. Более высокая твердость кобальта после деформации при 80К (рис.1), по-видимому, связана с

Таким образом, если на начальных стадиях деформации образуются двойники и полосы локализации деформации, то дальнейшее увеличение степени деформации не приводит к формированию однородной СМК структуры.

В металлах (Fe, Ni), в которых двойникование активизируется только при понижении температуры деформации, оно выступает эффективным механизмом релаксации и замедляет упрочнение и измельчение структуры. Образование новых микродвойников не наблюдается, когда начинает действовать ротационный механизм деформации.



Рис. 2. Микроструктура Ni и Fe, деформированных при 290 (*a*, *e*, *d*) и 80К (*б*, *c*, *e*), *a* – Ni, *e*=0,5, *б* – Ni, *e*=1,5, *s* – Fe, *e*=6, г – Fe, *e*=0,5, д – Ni, *e*=5,6, е – Fe, *e*=8,6



Рис. 3. Микроструктура Со, деформированного при 290 (*a*) и 80К (*б* – *г*); *a* – *e* = 1,7, *б* – *e* = 2,7, *в*, *г* – *e* = 6

Работа выполнена по теме «Структура» № г.р.01201064335 и при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ 11-03-00401 и проекта ОФИ № 11-2-33-РЦ.

Электронно-микроскопическое исследование выполнено в ЦКПЭМ ИФМ УрО РАН.

ЛЕГИРОВАНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ АЗОТОМ ДО СВЕРХРАВНОВЕСНЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ

Белоусов А.В., Белоусов Г.С., Гетманова М.Е., Омельченко А.В., Филиппов Г.А.

ФГУП «ЦНИИчермет им. И.П. Бардина», г. Москва, Россия. iqs12@yandex.ru

В последнее время азотистые стали находят все более широкое применение: от низколегированных конструкций с $0,1 - 0,2\%^*$ азота до высоколегированных нержавеющих, где содержание азота составляет 1 - 1,5% [3].

Азот в качестве упрочнителя сталей и сплавов эффективен как в твердом растворе, так и в нитридных фазах, причем в последнем случае он еще повышает жаропрочность [1]. Однако максимальная эффективность азота проявляется при деформационном упрочнении ГЦК-сплавов [2].

Особенно благотворно влияние азота в аустенитных сталях и сплавах, когда требуется существенное повышение прочности без снижения коррозионной стойкости материала. В сталях аустенитного класса азот, наряду с существенным повышением прочности, создает комплекс свойств, принципиально недостижимых в углеродистых сталях. Например, азотсодержащие стали типа 18-8 обладают высокой малоцикловой прочностью при криогенных температурах, которая сочетается с повышенной коррозионной стойкостью и высокой деформационной упрочняемостью [3,4].

Ввиду низкой растворимости азота в железе и в связи со сложностью его введения в стали и сплавы потенциальные возможности высокоазотистых материалов далеко не выяснены. В первую очередь это касается сталей со сверхравновесными^{**} концентрациями азота. Информация по таким материалам крайне ограничена. Получение сталей со сверхновесным содержанием азота представляет собой сложную техническую задачу, решенную в настоящее время только для материалов, содержащих высокие концентрации (~30 ÷ 40%) сильных нитридообразующих элементов типа Ti, V, Cr, Mn и т.п. [5].

Наиболее широко используется плавильная технология получения азотистых сталей, при которой азот вводится в жидкую ванну с помощью азотсодержащей лигатуры. Применяются азотированные феррохром, феррованадий, ферромарганец, которые при электрошлаковом переплаве входят в состав расходуемых электродов [5]. Поэтому состав сплавов ограничен применяемой лигатурой, в силу чего номенклатура получаемых материалов далеко не достаточна.

В последнее время получили развитие процессы комплексного легирования, когда в качестве источника азота одновременно используется сжатый молекулярный азот и азотсодержащие шлаки на основе Si₃N₄.

Для получения высоких концентраций азота необходимо повысить его активность в насыщающей среде, поскольку разность его химических потенциалов в насыщающей среде и матрице определяет его эффективность как легирующего элемента. Особенно велика активность атомарного азота, получаемого при распаде метастабильных азотсодержащих соединений с NH₃ (аммиаком). Однако ввиду низкой термической стабильности NH₃ процесс азотирования ведут при температурах ниже

^{*} Содержание элементов приводится в процентах по массе.

^{**} Сврехравновесным называется содержание азота, превышающее его равновесную концентрацию, достигаемую в данном сплаве при атмосферном давлении молекулярного азота.

600 – 700°С. При более высоких температурах степень диссоциации NH₃, быстро возрастает, так что при 1000°С его применение уже практически неэффективно для введения азота [7]. Вследствие этого при правильных методах производства азотистых сталей аммиак как насыщающая среда не используется.

Молекулярный азот как насыщающая атмосфера ввиду его малого азотного потенциала мало эффективен при атмосферном давлении, однако повышение давления существенно увеличивает его термодинамическую активность, позволяя получать сплавы со сверхравновесным содержанием азота. Легкость регулирования давления молекулярного азота позволяет варьировать азотный потенциал насыщающего газа в широких пределах.

Химический потенциал молекулярного газообразно азота при давлении $P_{\rm N2}$ описывается уравнением (1):

$$\mu_N = 1/2\mu_{N_2}^0 + R \cdot T \cdot \ln \sqrt{P_{N_2}}, \qquad (1)$$

где $\mu_{N_2}^0$ – химический потенциал азота в стандартных условиях ($P_{N_2} = 101,325$ кПа), R – газовая постоянная. При более высоких давлениях вместо значений парциального давления азота следует использовать величину его фугитивности f_{N_2} , которую можно найти, используя уравнение состояния азота [7]. В этом случае химический потенциал азота описывается уравнением (2):

$$\mu_N = 1/2\mu_{N_2}^0 + R \cdot T \cdot \ln \sqrt{f_{N_2}}, \qquad (2)$$

При всех расчетах принимали следующие значения критических параметров азота и газовой постоянной *R*:

 $T_{KP} = 126,3K; P_{KP} = 3,4$ МПа; $\rho_{KP} = 313,1$ кг/м³; R = 296,8Дж/(кг · K).

Результаты расчетов представлены на рис. 1.



Рис. 1. Зависимость активности молекулярного азота от давления

Так, при давлении 350,0 МПа и температуре 1000⁰С активность компримированного молекулярного азота сопоставима по величине с активностью атомарного азота, образующегося при диссоциации молекулы аммиака на поверхности железа. Процесс азотирования при высоких температурах (650–1200⁰C) и давлениях (до 800 МПа) мы называем газотермобарическим легированием (ГТБЛ).

Таким образом, ГТБЛ обеспечивает возможность проведения объемного легирования сталей и сплавов железа при температурах, когда неэффективно азотирование с использованием насыщающих сред, содержащих NH₃. С другой стороны, использование высоких давлений приводит к ускорению сорбционных процессов, часто лимитирующих насыщение на ранних стадиях, и, как следствие, – к сокращению времени достижения равновесной концентрации азота на поверхности легируемых материалов.

Продолжительность диффузионных процессов, а в рассматриваемом случае скорость процесса азотирования, лимитируется скоростью диффузии азота в матрицу. Ускорение процесса может достигаться повышением скорости азотирования или увеличением концентрации азота на поверхности. В случае ГТБЛ действуют оба фактора. Поэтому данный способ представляется эффективным для поиска перспективных материалов на базе азотистых сталей, легированных элементами, сильно снижающими растворимость азота в железе, такими, как Ni, Co, Si, Pd, Cu, Ag и т.п.

Технологический процесс ГТБЛ был опробован для упрочнения некоторых конструкционных (типа 25Х5М, 40Х, 18Х2Н4МА), инструментальных сталей (Р6М5) и аустенитных сталей системы Fe–Mn–N.

Было показана возможность достижения концентраций азота до 2,3% в аустените.

Изделия, изготовленные из указанных конструкционных сталей, легированных азотом, показали повышение сопротивлению износу до 3-х раз.

Достигнуто повышение стойкости режущего инструмента до 4-5 раз.

Работа выполнялась в рамках Госконтракта №16.523.11.3007

Список литературы

- 1. Гольдштейн М.И., Попов В.В. Растворимость фаз внедрения при термической обработке стали. М.: Металлургия, 1989. 200с.
- Белоусов Г.С. «Структура и свойства аустенитных железомарганцевых сплавов со сверхравновесными концентрациями азота». Диссертация на соискание ученой степени к.т.н. Москва. 1992г.
- Plant P., Dahlmann P., Schlump W., Stein G. A new nitrogen alloying technique away to distinctly improve the properties of austenitic steel // Steel research – 1987. – 58, №1. – p.18– 25.
- 4. Takemoto T., Mukai K., Hoshino K. Effect of nitrogen on low cycle fatigue behavior of austenitic stainless steel // Trans. Iron and Steel Inst. of Japan. 1986. 24, №4. p. 337-344.
- 5. Torkov G.F., Latash Yu., Fessler R.R., Clauser A.H., Fletcher E.E., Hoffman A.L. Development of melting and thermomechanical processing parameters for a high-nitrogen stainless steel prepared by plasma arc remelting // Journal of metals/ 1978. №12. p. 20 -27.
- 6. Wriedt H.A., Gokcen N.A., Nafziger R.H. The Fe N system // Bulletion of allow phase diagrams. 1987. №4. p. 355-377.
- 7. Сычев В.В., Вессерман А.А., Козлов А.Д., Спиридонов Г.А., Цымарный В.А. Термодинамические свойства азота. – М.: Из-во стандартов, 1977. – 352с.

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ПРИ КРУЧЕНИИ ПОД КВАЗИГИДРОСТАТИЧЕСКИМ ДАВЛЕНИЕМ МОНОКРИСТАЛЛОВ ВЫСОКОУГЛЕРОДИСТЫХ АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЕЙ Fe–13Mn–1,3C, Fe–13Mn–2,7Al–1,3C, Fe–28Mn–2,7Al–1,3C С РАЗНОЙ ЭНЕРГИЕЙ ДЕФЕКТА УПАКОВКИ

Астафурова Е.Г., Тукеева М.С., Захарова Г.Г.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия <u>tms@ispms.tsc.ru</u>

Актуальной задачей современного материаловедения является создание новых или модификация структуры известных материалов с целью оптимизации их свойств к определенным условиям эксплуатации. В последние десятилетия активно развивается подход, связанный с достижением высокопрочного структурного состояния за счет измельчения структуры методами интенсивной пластической деформации (ИПД). Работ по ИПД высокоуглеродистых аустенитных сталей, склонных к механическому двойникованию, очень мало, так как аустенитные стали испытывают сильный наклеп при деформации и вызывают разрушение оснастки [1–2]. При этом механическое двойникование может выступать одним из факторов, способствующих быстрому формированию ультрамелкозернистой структуры с высокоугловыми низкоэнергетическими специальными границами $\sum 3^n$. Двойники деформации также устойчивы к рассыпанию, по сравнению с границами общего типа, что может способствовать улучшению стабильности структуры к деформации и нагреву.

В данной работе исследовали влияние деформации кручением под квазигидростатическим давлением (КГД) на структуру и механические свойства монокристаллов высокоуглеродистых аустенитных сталей Fe–13Mn-1,3C, мас.% (I, $\gamma_{ДY} = 30$ мДж/м²), Fe–13Mn–2,7Al–1,3C (II, $\gamma_{ДY} = 45$ мДж/м²) и Fe–28Mn–2,7Al–1,3C (III, $\gamma_{ДY} = 60$ мДж/м²) с разной энергией дефекта упаковки. КГД проводили в наковальнях Бриджмена при температуре 23°С и давлении 5–6 ГПа на N = 1, 3, 5 оборотов. Величину истинной логарифмической деформации после КГД рассчитывали по формуле: $e = \ln(2\pi RN/h)$, где R – расстояние от центра деформируемого диска, h – толщина диска, N – число оборотов [3]. Структурно-фазовые превращения сталей изучали методами оптической и электронной микроскопии, рентгеноструктурного анализа и анализа картин дифракции обратно рассеянных электронов. Механические свойства изучали методом микроиндентирования. После КГД стали подвергали высокотемпературным отжигам при температурах 400, 500, 600, 700, 800°С в течение 1 часа.

КГД при T = 23°С приводит к фрагментации монокристаллов сталей (I), (II), (III) преимущественно за счет образования двойников и полос локализации деформации (ПЛД), которые выявляются методами оптической металлографии и при электронно-микроскопических исследованиях.

В стали (I), обладающей низкой $\gamma_{\rm ДУ}$, при N = 1 наблюдается формирование двойниковых пакетов микронной ширины и микрополос локализованной деформации. Методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) наблюдали сетку двойников, ширина фрагментов в которой составляет ~0,5 мкм, а толщина двойниковых пластин – десятки нанометров. Внутри фрагментов такой сетки наблюдается высокая плотность дислокаций скольжения и тонких двойников деформации, толщиной в единицы нанометров. Эффективная величина фрагментов структуры, ограниченных двойниковыми границами специального типа, определяется толщиной двойниковых ламелей и расстоянием между двойниками и составляет 5÷15 нм.

Оценка плотности двойников деформации, проведенная по изображениям поверхности монокристаллов после переполировки и травления, показывает, что после KГД (N = 1) она не изменяется в сталях (II) и (III) по сравнению со сталью (I) и составляет ~40%. Тем не менее, морфологические особенности двойников, локализация деформации, упрочнение отличаются от таковых в стали (I). В сталях (II) и (III) после KГД на 1-3 оборота двойниковые границы часто размыты и искривлены, толщина двойников и расстояние между ними значительно больше, чем для стали (I): соответственно $5\div15$ и $350\div500$ нм в стали (I); $100\div320$ и $450\div700$ нм в стали (II); $50\div100$ и 350 нм в стали (III). Следовательно, эффективное расстояние между двойниковыми границами в пакетах возрастает, и, одновременно, снижаются эффективность упрочнения и устойчивость двойниковой сетки к деградации. Склонность к локализации пластического течения возрастает с ростом энергии дефекта упаковки. Общий анализ ПЭМ и оптических изображений структуры кристаллов указывает на тот факт, что в сталях (II) и (III) процессы ротационной пластичности проявляются в большей мере, чем в стали (I).

После 5 оборотов КГД структура исследуемых сталей становится сильнонеравновесной, двойниковая сетка заметно деградирует, на протравленной поверхности дисков видны искаженные двойниковые пакеты, полосы локализованного сдвига.

КГД приводит к уменьшению размеров областей когерентного рассеяния (ОКР) и росту величин микродеформации решетки (рис. 1 *a*). Следует отметить, что уже после 1 оборота КГД происходит сильная фрагментация структуры, размеры ОКР указывают на формирование ультрамелкозернистого состояния с размерами неискаженных фрагментов структуры 10-40 нм. Границами фрагментов структуры выступают, в основном, границы двойников деформации.



Рис. 1. Зависимость ОКР, микродеформации кристаллической решетки (*a*) и микротвердости (б) монокристаллов аустенитных сталей Fe–13Mn–1,3C, Fe–13Mn–2,7Al–1,3C, Fe–28Mn– 2,7Al–1,3C от степени деформации при КГД

Деформация на 1–3 оборота дает быстрый прирост микротвердости сталей, что связано с образованием и ростом деформационных двойников и формированием двойниковой сетки (рис. 1 б). Далее с увеличением числа оборотов микротвердость изменяется незначительно, что соответствует стадии взаимодействия двойников друг с другом, дислокационным скольжением, полосами сдвига и деградации сформированной двойниковой сетки. Более сильное деформационное упрочнение стали (I) при $N \ge 3$ связано, помимо двойникования, с динамическим деформационным старением, которое обеспечивает диффузию углерода к ядрам дислокаций, образование ближнего порядка по углероду, пар Mn-C и способствует накоплению дислокаций. В стали (I) с ростом числа оборотов наблюдается максимальный рост микродеформации кристаллической решетки и плотности дислокаций, а в стали (II) раз-

меры ОКР изменяются заметно медленнее с деформацией, и плотность дислокаций в них ниже в $2\div 3$ раза (рис. 1 *a*).

Формирование сетки двойников во всех исследуемых сталях способствует сохранению структуры при нагреве до температуры 500°С. Отжиги до температуры 500°С приводят лишь к частичному спаду внутренних напряжений и практически не вызывают рост значений ОКР. С ростом температуры отжига T > 500°С двойниковые границы деградируют, что обуславливает уменьшение микротвердости и рост зерна (табл. 1). При этом происходит релаксация напряжений, уменьшаются величины уширения рентгеновских линий, снижается микродеформация кристаллической решетки, увеличиваются значения ОКР. После деформации кручением и последующего отжига при 800°С образуется мелкокристаллическая структура, которая, помимо аустенита, содержит феррит и карбиды цементитного типа.

	КГД	Отжиг при 600°С	Отжиг при 700°С	Отжиг при 800°С
<i>d</i> , мкм	0,01÷0,10	1,77	3,52	4,25

Таблица 1. Влияние отжигов на размеры структурных элементов в стали (I).

Таким образом, холодная деформация кручением под квазигидростатическим давлением приводит к высокому деформационному упрочнению монокристаллов высокоуглеродистых сталей (I), (II), (III) за счет образования высокой плотности двойниковых (Σ 3 специальных) границ на разных структурных уровнях и их взаимодействия с полосами локализованной деформации. Дополнительно к фрагментации структуры за счет формирования наноразмерной сетки двойников в монокристаллах стали (I), эффект динамического деформационного старения также благотворно влияет на скорость накопления дислокаций при КГД и вызывает рост микротвердости. Изменение морфологии двойникования с ростом энергии дефекта упаковки (увеличение толщины двойниковых пластин и деформация двойниковых границ) приводит к уменьшению скорости деформационного упрочнения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента РФ (МК-43.2011.8) и РФФИ (№ 11-08-98019-р_сибирь_а). Авторы выражают благодарность профессору Ю.И. Чумлякову за предоставленные для исследований монокристаллы сталей.

Список литературы

- 1. Теплов В.А., Коршунов Л.Г., Шабашов В.А., Кузнецов Р.И., Пилюгин В.П., Тупица Д.И. Структурные превращения высокомарганцовистых аустенитных сталей при деформировании сдвигом под давлением //ФММ. 1988. Т. 66. № 3. С.563-571.
- Astafurova E.G., Tukeeva M.S., Zakharova G.G., Melnikov E.V., Maier H.J. The role of twinning on microstructure and mechanical response of severely deformed single crystals of high-manganese austenitic steel // Materials Characterization. 2011. V. 62. № 1. P. 588-592.
- 3. Валиев Р.З., Александров И.В. Объемные нано-структурные металлические материалы. М.: ИКЦ Академкнига, 2007. 398 с.

ПРЕДПОСЫЛКИ РАЗВИТИЯ ВЫБРОСА УГЛЯ, ПОРОДЫ И ГАЗА ИЗ ГАЗОНАСЫЩЕННОГО УГОЛЬНОГО ПЛАСТА

Алексеев А.Д., Фельдман Э.П.

Институт физики горных процессов НАН Украины, Донецк, Украина feldman@depm.fti.ac.donetsk.ua

Представление об угольном пласте как преимущественно твердотельной трещиновато - пористой среде, содержащей жидкие и газообразные флюиды, обосновывалось и развивалось рядом авторов [1,2]. Были получены оценки упругой энергии пласта, энергии внутренней поверхности и энергии сжатого газа, находящегося в пустотах пласта. На этой основе были предприняты попытки прогнозировать газодинамические явления в шахтах, как, например, внезапные выбросы угля, породы и газа.

В предлагаемой работе строится огрубленное теоретическое описание неравновесной термодинамики газоугольного массива и оцениваются предпосылки выбросоопасности угольных пластов.

Мы моделируем угольный пласт как твердотельный каркас, в пустотах которого содержится газ (обычно это метан) под давлением P. Вмещающие породы рассматриваются как термостат, передающий горное давление P_m и поддерживающий температуру T. Поэтому требуется найти термодинамический потенциал Гиббса рассматриваемой физической системы, т.е. пласта. Основными слагаемыми этого потенциала являются поверхностная энергия, потенциал Гиббса газа и упругая энергия каркаса.

Для записи всех этих слагаемых необходимо ввести понятие пустотности γ , определяемой как отношение объема пустот (пор, каналов, трещин) к объему выделенного участка пласта. Для нахождения поверхностной энергии необходимо знать отношение Λ объема пустот к площади поверхности, ограничивающей эти пустоты, и, конечно, удельную поверхностную энергию σ границы угольного каркаса. Упругая энергия угольного каркаса была найдена ранее [3]. Она состоит из энергии сжатия и энергии сдвига, обратно пропорциональных модулю сжатия K и модулю сдвига G соответственно. В итоге, гиббсовский потенциал, в расчете на единицу объема пласта, записывается так:

$$\varphi(P,\gamma) = \gamma \frac{\sigma}{\Lambda} + \gamma P \ln \frac{P}{P_T} + \frac{1}{2(1-\gamma)} \left[\frac{\left(P_m - \gamma P\right)^2}{K} + \frac{3\gamma}{4G} \left(P_m - P\right)^2 \right]$$
(1)

где P_T – известная функция температуры, зависящая от рода газа и на много порядков большая P.

Если пласт выведен из состояния равновесия, например, горно-техническими работами, то, во-первых, начинается истечение газов из пласта; возможно, рост пустотности, т.е. разрушение; горное давление P_m становится неоднородным (т.н. опорное давление, которое в максимуме может в несколько раз превысить стандартную величину). Истечение газов из пласта описывается уравнением, которое следует из (1) и закона сохранения массы газа:

$$\frac{\partial P(x,t)}{\partial t} = D_f \left[\frac{\partial^2 P(x,t)}{\partial x^2} - \left(\frac{1}{K} + \frac{3}{4G} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left(P(x,t) \frac{\partial P_m(x)}{\partial x} \right) \right]$$
(2)

269

где D_f – коэффициент фильтрации, x – координата вдоль простирания пласта. Уравнение (2) отличается от стандартного уравнения фильтрации слагаемым, содержащим внешнюю силу – градиент опорного давления. Из-за этого на некотором временном интервале давление метана в области максимума опорного давления может превысить исходное пластовое давление газа. В свою очередь это небольшое (порядка нескольких процентов) превышение может запустить механизм роста магистральных трещин и привести к выбросу угля и газа.

Вариация гиббсовского потенциала по пустотности (параметру γ) дает возможность найти ту область давлений P и P_m , при которых разрушения пласта не происходит. Эта область определяется неравенством

$$\frac{\delta\varphi}{\delta\gamma} = \frac{\sigma}{\Lambda} + P \ln \frac{P}{P_T} + \frac{P_m}{2K} (P_m - 2P) + \frac{3}{8G} (P_m - P)^2 > 0$$
(3)

Из (3) видно, что разрушения и, соответственно, выброса гарантировано не происходит при малом Λ , малом давлении газа, и большом горном давлении.

Если пустотность формируется трещинами, то Λ представляет собой зияние трещины, т.е. расстояние между ее берегами. Таким образом, малые зияния трещин являются положительным фактором в контексте безопасности ведения горных работ. Главными слагаемыми в (3) являются первые два. Если они компенсируют друг друга, т.е.

$$\frac{\sigma}{\Lambda} \approx P \ln \frac{P_T}{P} \tag{4}$$

то неравенство (4) может нарушаться. Так как для угля $\sigma \approx 10 \text{ Дж/м}^2$, $\ln \frac{P}{P_T} \approx 7$, то

при зиянии порядка микрона нарушение (3) происходит при давлении газа более десяти атмосфер.

Разумеется, нарушение неравенства (3) отнюдь не означает обязательного выброса. Для определенного ответа необходимо решать задачу о развитии магистральной трещины в газонасыщенной среде (см., например, [4]). Следует выяснить отношение времени заполнения трещины газом путем фильтрации из окружающих пор ко времени выхода газа из пласта в соответствии с уравнением (2).

В том случае, когда зияние трещины, сразу после сброса сжимающих напряжений, определяется давлением распирающего газа, соотношение (4) переходит в критерий Гриффитса. Обобщая, можно сказать, что при огрубленном описании разрушения газонасыщенных хрупких материалов неравенство (3) модифицирует критерий Гриффитса.

Список литературы

- 1. Христианович С.А., Салганик Р.Л. Внезапные выбросы угля (породы) и газа. Напряжения и деформации. М., 1980, 88 с., Препр./ АН СССР. ИПМ, № 153.
- 2. Алексеев А.Д. Физика угля и горных процессов. Киев, Наукова думка, 2010, 423 с.
- 3. Алексеев А.Д., Фельдман Э.П., Письма в ЖТФ, 2008, т.34, вып. 14, с.48-53.
- Фельдман Э.П., Юрченко В.М., Стрельцов В.А., Володарская Е.В., ФТТ, 1992, т.34, №2, с.618-627.

ПРЕДЕЛЬНАЯ СКОРОСТЬ ТРЕЩИН ВО ФРАКТАЛЬНОЙ СРЕДЕ

Морозов В.А., *Савенков Г.Г.

Санкт-Петербургский государственный университет, ^{*}НИИ «Поиск», г. Санкт-Петербург, Россия sav-georgij@yandex.ru

Шероховатость берегов динамически распространяющейся трещины является отражением того факта, что она, макроскопически прямолинейная, на микроуровне распространяется по криволинейной траектории, осциллирующей случайным скачкообразным образом около прямой. В результате это приводит к тому, что поверхность и контур трещины имеют сложную геометрию, обладающую на некотором мезомасштабном уровне фрактальными свойствами. Это утверждение доказано экспериментально как для квазистатических, так и для динамических трещин [1, 2]. Понятно, что сложно-фрактальная геометрия поверхности и контура должна вносить весомый (если не решающий) вклад в кинетику процесса распространения трещины. Исходя из этого факта, проведена оценка предельной скорости распространения трещины в условиях динамического нагружения в вязко-упругой фрактальной среде (пластическая зона везде отсутствует). В качестве допущения принято, что максимальная скорость трещины при динамическом нагружении не может превышать скорости поверхностной волны Рэлея c_R .

Приращение длины фрактальной трещины dl_f представляется в виде суммы двух слагаемых

$$dl_f = dl_v + dl_{vf}, \tag{1}$$

где первое слагаемое является масштабно независимой величиной, а второе определяет фрактальную часть трещины и является, также как и первое, функцией времени. Зависимость (1) можно записать в виде

$$\frac{dl_f}{dt} = \frac{dl_v}{dt} + \frac{dl_{vf}}{dt},\tag{2}$$

т.е. скорость фрактальной трещины равна: $V_f = V_v + V_{vf}$, где $V_v -$ вклад в скорость трещины в "классическом" понимании этого термина; $V_{vf} -$ вклад фрактальной составляющей трещины. Можно показать, что значением скорости V_v в дальнейших выкладках вполне можно пренебречь.

Для дифференциалов фрактальной части справедливо

$$dl_{\nu f} \propto dt^{1/D_f}, \qquad (3)$$

где D_f – фрактальная размерность контура трещины. Соотношение (3) можно записать в точном виде

$$\frac{dl_{vf}}{l_0} = \left(\frac{dt}{t_0}\right)^{1/D_f} , \qquad (4)$$

здесь l_0 – величина используемого масштаба длины трещины, t_0 – величина используемого масштаба времени. Если представить (4) в виде

$$\frac{dl_{vf}}{dt} = \frac{l_0}{t_0} \left(\frac{t_0}{dt}\right)^{1-1/D_f}$$
(5)

271

и учесть, что $l_0 / t_0 = c_R$, то (5) записывается в виде

$$V_f = c_R \left(\frac{t_0}{dt}\right)^{1-1/D_f}.$$
(6)

Фрактальная размерность D_f контура трещины изменяется от $D_f = 1$ (трещина с гладкими берегами) до $D_f = 2$ (вязкая трещина ямочного типа), т.е. V_f в зависимости от фрактальной размерности изменяется от c_R (что логично) до $c_R \sqrt{t_0/dt}$.

Для того чтобы определить второе предельное значение, в (6) осуществлён переход от дифференциала dt к конечной разности $\Delta t \rightarrow 0$. Тогда ясно, что в скобках находится выражение вида $\left(\frac{t_0}{\Delta t}\right) = \left(\frac{0}{0}\right)$. Принято, что значение l_0 , равно 0,3a, где a – параметр кристаллической решетки при T = 0 К, а значение Δt равно времени жизни разрушающей флуктуации плотности (дилатона), благодаря которой- (ому) взрывоподобным образом происходит образование зародышевой трещины [3]. Время существования дилатона t_d определяется длиной свободного пробега фононов Λ и их скоростью

$$t_d = \Lambda / c_1. \tag{7}$$

Из комбинации (7) и (6), получено окончательное выражение для скорости фрактальной трещины

$$V_f = c_R \left(\frac{0, 3ac_1}{\Lambda c_R}\right)^{1-1/D_f}.$$
(8)

Эксперименты по проверке полученного соотношения (8) для скорости фрактальной трещины проводились на образцах из Стали 10. Механические характеристики испытанной партии стали имели следующие значения: предел прочности $\sigma_b = 440$ МПа, предел текучести $\sigma_{0,2} = 270$ МПа, относительное удлинение $\delta_5 = 32\%$, относительное сужение $\psi = 64\%$. Образцы представляли из себя диски толщиной 5 мм, с простроганными вдоль диаметра концентраторами напряжениями на глубину 2мм с тремя разными углами раствора $\alpha = 60^{\circ}$, 90° и 120° . Образцы разрушались по схеме трёхточечного изгиба с помощью заряда BB, заключенного в цилиндрическую тонкостенную металлическую оболочку. Длительность импульса давления $(t_{imp}) - 1$ мкс, максимальное давление – 30 ГПа. Скорость трещины оценивалась по зависимости $V_{f1} = L/t_{imp}$, где L – глубина зоны разрушения; V_{f1} – в данном случае экспериментальная скорость трещины.

Методом вертикальных сечений по тангенсу угла наклона прямой "суммарная длина профиля L(h) – шаг его измерения h" на каждом образце определялась фрактальная размерность зоны разрушения. Полученные экспериментальные значения скоростей трещин, фрактальных размерностей, а также расчётные значения (по формуле (8)) скоростей трещин для экспериментально определённых фрактальных размерностей сведены в таблицу.

Анализ полученных результатов показывает, что имеется неплохая сходимость экспериментальных и расчётных значений скоростей трещин. Можно также отметить, что полученные значения скоростей трещин близки к значениям скоростей трещин, полученным при динамических испытаниях по схеме трёхточечного изгиба и на разрыв трансформаторной стали [4], но скорость нагружения образцов в указанной работе значительно ниже.

Угол раствора	Фрактальная	Скорость трещины	Скорость трещины
концентратора α , ⁰	размерность D_f	(эксперимент) V_{f1} ,	(расчёт) V_{f1} ,
		м/с	м/с
60	1,04	2800	2510
90	1,1	2100	2000
120	1,12	1900	1800

Таблица. Расчётно-экспериментальные характеристики кинетики разрушения образцов из Стали 10

Типичные значения фрактальной размерности контура трещины в условиях динамического и квазистатического нагружения для сталей находятся в диапазоне $D_f = 1, 1-1, 6[5, 6]$. Тогда, реальные предельные скорости трещин для сталей феррито–перлитного и мартенситного классов приблизительно равны $V_{\text{lim}} \approx (0, 2-0, 674)c_R \approx (0, 184-0, 62)c_2 \approx (0, 155-0, 52)c_1$ ($c_1 = 5050 \text{ м/с}$ – скорость продольных волн, $c_2 = 3220 \text{ м/с}$ – скорость поперечных волн; $c_R = 2960 \text{ м/c}$, $a = 2,8606 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, $\Lambda = 1, 1 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ [3], v = 0, 3 – коэффициент Пуассона), а для сталей аустенитного класса ($a = 3,645 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, остальные параметры те же) – $V_{\text{lim}} = (0,217-0,69)c_R \approx (0,2-0,635)c_2 \approx (0,17-0,537)c_1$.

Полученные расчетные значения предельных скоростей трещин говорят об адекватности выбора масштабов времени и длины, а также промежутка времени $\Delta t = dt$ в соотношении (6). Более того, при достаточной экспериментальной проверке полученного соотношения (8), скорость трещины при динамическом нагружении возможно оценивать только по результатам определения фрактальной размерности её контура.

Представляется, что выше изложенные расчётные и экспериментальные результаты позволяют сделать следующие выводы:

- 1. Фрактальные свойства распространяющихся трещин оказывают существенное влияние на скорость их роста;
- 2. Наиболее реальные предельные значения скоростей трещин промышленных сталей находятся в диапазоне $V_{\text{lim}} = (0,155 \div 0,554)c_1$.

Список литераутры

- 1. Иванова В.С. Синергетика: Прочность и разрушение металлических материалов. М.: Наука, 1992. 160 с.
- 2. Барахтин Б.К., Савенков Г.Г. Связь характеристик откола с размерностью фрактальной струтуры разрушения // ПМТФ. 2009. Т.50, № 6. С. 61 69.
- 3. Журков С.Н. Дилатонный механизм прочности твердых тел // Физика прочности и пластичности. Л.: Наука, 1986. С. 5 – 11.
- Финкель В.М., Савельев А.М., Куткин И.А., Курочкин А.Ф. Исследование особенностей разрушения трансформаторной стали // ФММ. 1963. Т. 15, вып.5. С.781 – 784.
- 5. Ботвина Л.Р. Кинетика разрушения конструкционных материалов. М.: Наука, 1989. 230 с.
- Milman V.Y., Stelmashenko N.A., Blumenfeld R. fracture surfes: A critical review of fractal studies and a novel morphological analysis of scanning tunneling microscopy measurements // Progr.Mater. Sci.1994. V. 38. P. 425 – 474.

ВЛИЯНИЕ ОСТРОТЫ НАДРЕЗА КОНЦЕНТРАТОРА НАПРЯЖЕНИЙ НА МЕХАНИЗМЫ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В СТАЛИ 10 ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ

*Савенков Г.Г., Барахтин Б.К., Лебедева Н.В., Ушанова Э.А.

^{*}НИИ «Поиск», ФГУП «ЦНИИ КМ «Прометей», Санкт-Петербург, Россия sav-georgij@yandex.ru

Обсуждаются результаты металлографического и фрактографического исследования образцов Стали 10 после испытаний по схеме трехточечного симметричного изгиба динамическим нагружением путем подрыва заряда BB, помещенного в тонкостенную (0,1 мм) медную оболочку. В образцах в форме дисков Ø60 мм и толщиной 5 мм вдоль диаметров сформированы надрезы на глубину 2 мм с углами раскрытия в 60, 90 и 120^{0} . При длительности импульса нагружения 1 мкс интенсивность давления составила ~30 ГПа, а скорость деформации $\dot{\varepsilon} \ge 10^{4}$ с⁻¹. Исходное состояние металла характеризуется параметрами: $\sigma_{\rm B} = 440$ МПА, $\sigma_{0,2} = 270$ МПа, $\delta_{5} = 32\%$ и $\psi = 64\%$. В зернах (6 балл по ГОСТ 5639) содержатся неметаллические включения и зафиксирована феррито-перлитная структура.

Установлено, что в непосредственной близости к надрезу, ширина функций распределения ферритных зерен по размерам связана с углом раскрытия концентратора: чем угол больше, тем распределение шире.Так, при раскрытии 120° одномодальное распределение характеризует зеренное строение стали как 50 ± 20 мкм. При раскрытии 90° деформированные зерна представляются более однородными: 45 ± 15 мкм. А при раскрытии 60° в представленной гистограмме можно увидеть бимодальное распределение с параметрами: 40 ± 10 и 65 ± 5 мкм (рис.1).



Рис. 1. Гистограммы распределения зерен по размерам в образцах Стали 10 с надрезами: 120^{0} (a), 90^{0} (b), 60^{0} (c) после динамического импульсного нагружения и деформации со скоростью 10^{4} с⁻¹.

Выявленная тенденция к формированию однородного распределения слегка раздробленных зерен позволяет предположить, что полученный результат связан с увеличением нормальных напряжений при возрастании «остроты» надреза [1]. При сопоставлении изображений структуры на участках шлифов, расположенных в непосредственной близости к вершине надреза, с картинами поверхностей разрушения в тех же зонах (рис.2) были обнаружены особенности. При угле раскрытия 120^{0} в пределах двух характеристических размеров 80 и 200 мкм зафиксированы фасетки микроскола, трещины сдвига и отрыва. Вблизи концентратора с раскрытием 90^{0} на участке шириной 125 ± 25 мкм выявлены трещины расслоения, полосы локализованного сдвига и ямки квазискола. Уменьшение угла раскры-

тия до 60⁰ привело к формированию поверхности разрушения с ямками квазискола и площадками локализованного сдвига протяженностью до 100 мкм. Выделенные шрифтом доминантные особенности в микрорельефе поверхностей разрушения вблизи надреза обусловлены распределением микрообъемов разного уровня прочности и пластической податливости в пределах выявленных характеристических масштабов [2].



Рис. 2. Совмещение изображений структур и поверхностей разрушения вблизи надрезов с углами раскрытия: 120^{0} (*a*), 90^{0} (*b*), 60^{0} (*b*) после динамического импульсного нагружения и деформации со скоростью 10^{4} с⁻¹.

Поскольку прочность зерен определяется соотношением объемов и взаимной ориентацией ферритной и перлитной составляющих, для объяснения зафиксированных структурных изменений можно предложить следующую схему развития деформационных процессов. В течение динамического воздействия деформируется менее прочная ферритная составляющая, при этом длина пробега и скорость генерации дислокаций не зависят от остроты надреза. С уменьшением угла надреза размеры пластической зоны вблизи него уменьшаются. Но поскольку кинетика дислокационных ансамблей неизменна, в уменьшающейся пластической зоне скалярная плотность дислокаций возрастает. Поэтому вблизи границ раздела микрообъемов разной прочности, взаимодействие и перегруппировка дислокаций может привести к формированию микротрещин разной морфологии. Например, группирование дислокаций вокруг упрочнённых микрообъёмов (перлитной составляющей) может инициировать образование микротрещин микроскола (рис. 3*a*). Взаимодействие дислокаций в менее прочных микрообъёмах (феррите) способно привести к образованию расслоений и микротрещин квазискола (рис. 36). Близость в пространственном расположении расслоев способно вызвать проявление локальной текучести (рис. 36). Но можно предполагать, что образование при углах 90° и 60° расслоений связано с ветвлением магистральной трещины, которое возникает при достижении её скорости критического значения $V_{cr} \ge 0, 6c_2[3].$

Результатам металлографического и фрактографического исследования не противоречат данные, полученные методом дифракции быстрых электронов. Так, для участков шлифов, расположенных вблизи вершины надрезов, были построены карты расположения структурных объектов с кристаллографическими разориентировками и участками структурных искажений, ограниченных углом толерантности 5 градусов (рис.4). Построенные карты показали, что вблизи даже самого острого концентратора (60^{0}) доля малоугловых границ незначительно превышает их наличие у концентраторов 90 и 120^{0} . Структурные искажения сосредоточены в пределах протяженных полос шириной не более 2 мкм на поверхностях типа (110) с направлением <111>. То есть, в условиях динамического кратковременного (импульсного) нагружения фрагментация зерен, характерная для больших пластических деформаций, реализуется незначительно.



Рис. 3. Схемы образования микротрещин в образцах



Рис. 4. Карты расположения структурных объектов (*a*), с кристаллографическими разориентировками (δ) и участками структурных искажений (*в*) для шлифа вблизи надреза с углом раскрытия 60^{0} по данным дифракции быстрых электронов при угле толерантности 5 градусов. Полосы локализованного сдвига показаны стрелками.

Выводы

Основные изменения на мезоструктурном уровне локализованы у границ микрообъемов разной прочности и податливости. Увеличение остроты надреза сопровождается сменой механизмов разрушения. Ролевая функция механизмов деформации и разрушения проявляется через размеры пластической зоны вблизи концентратора и особенности кооперативного взаимодействия дислокаций.

- 1. Фридман Я.Б. Механические свойства металлов. В 2-х томах. М.: Машиностроение, 1974. 472 с. + 368 с.
- 2. Екобори Т. Физика и механика разрушения и прочности твердых тел. М.: Металлургия, 1971. 264 с.
- 3. Петч Н. Металлографические аспекты разрушения / Разрушение. Т.1. ред. Г.Либовиц. М.: Мир, 1973. С.374-420.

НАНОДИПОЛИ ЧАСТИЧНЫХ ДИСКЛИНАЦИЙ КАК НОСИТЕЛИ КВАЗИВЯЗКОЙ МОДЫ ДЕФОРМАЦИИ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЯХ

Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия Томский государственный университет, Томск, Россия tyuments@phys.tsu.ru

В нанозернах Ni высокой чистоты после пластической деформации кручением под давлением при величинах истинной логарифмической деформации $e \approx (3-6)$ методом просвечивающей электронной микроскопии обнаружены нанополосы переориентации шириной несколько нанометров, ограниченные нанодиполями частичных дисклинаций (рис. 1 *а*–*в*). В окрестности нанодиполей наблюдаются структурные состояния с необычно высокими (сотни град/мкм, рис. 1 *г*) значениями упругой кривизны кристаллической решетки.



Рис. 1. Нанодиполи частичных дисклинаций в никеле после деформации кручением под давлением. $e \approx 5$. $(a - \delta)$ – изображения в темном поле при углах наклона гониометра 1° (*a*) и 1,5° (δ); *в* – схема расположения нанодиполей; *г* – схема структурного состояния с высокой упругой кривизной кристаллической решетки.

Важной особенностью обсуждаемых здесь наноструктурных состояний является то, что, вследствие малых (несколько нанометров) размеров нанообъектов, для них при относительно невысоких величинах локальных напряжений характерны их очень высокие градиенты. Проведенные в континуальном приближении [1] расчеты показали (рис. 2 *a*), что в зоне представленного в настоящей работе нанодиполя частичных дисклинаций (рис. 1) градиенты давления $P = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$ достигают значений $\partial P/\partial x \approx (0,01 - 0,02)E$ нм⁻¹ $\approx (10-20)E$ мкм⁻¹.



Рис. 2. *а* – изменение давления $P = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$ в плоскости залегания нанодиполя (хz, кривая 1) и на расстояниях 1 нм (кривая 2) и 3 нм (кривая 3) от этой плоскости. *б* – схема переориентации кристаллической решетки диффузионными потоками вакансий (*j*_v) в процессе движения нанодиполя в плоскости *yz*.

Величина вызываемого нанодиполями сдвига (γ) или вектора Бюргерса супердислокации (**B**), дающая оценку плотности дислокаций, необходимой для их (нанодиполей) продвижения по известным [2, 3] коллективным дислокационным моделям, при экспериментально наблюдаемых на рис. 1 значениях $l \approx 3$ нм и $\varphi \approx 1^\circ$ составляет $\gamma \approx \mathbf{B} \approx \varphi \times l \approx 0,05$ нм, что в несколько раз меньше вектора Бюргерса решеточной дислокации в кристалле. Поэтому указанные выше модели здесь непригодны. В настоящей работе в качестве механизма пластической деформации при образовании представленной на рис. 1 дефектной субструктуры предложен механизм квазивязкого движения нанодиполей частичных дисклинаций, контролируемого потоками неравновесных точечных дефектов в полях высоких локальных градиентов давления (рис. 2 δ). Теоретические оценки показали [4], что при указанных выше значениях $\partial P/\partial x$ и концентрации генерируемых при пластической деформации вакансий $c_{\gamma} \approx$ 10^{-4} скорости продвижения нанодиполей могут достигать значений сотни нм/сек.

В Ni, а также сплавах V–4Ti–4Cr и Mo–47Re при значениях истинной логарифмической деформации $e \approx 3$ –6 реализация указанного выше механизма обеспечивает возможность формирования внутри нанозерен размерами около 100 нм нового типа наноструктурного состояния (рис. 3) – нанокристаллов размерами несколько нанометров с малоугловыми разориентировками дипольного и мультипольного типа и высокими (сотни град/мкм) локальными значениями упругой кривизны кристаллической решетки.



Рис. 3. Двухуровневое наноструктурное состояние в сплаве Mo-47Re.

В сплаве V–4Ti–4Cr увеличение степени деформации до e > 6 приводит к образованию мезополос деформации (рис. 4), представляющих собой пачки указанных выше нанополос с ярко выраженным вихревым характером распространения. Согласно [2], формирование таких мезополос может быть результатом коллективных эффектов в дисклинационной субструктуре, приводящих к групповому движению нанодиполей частичных дисклинаций в полях неоднородных моментных напряжений.



Рис. 4. Пачки нанополос деформации и вихревой характер пластического течения в сплаве V–4Ti–4Cr после кручения под давлением до величины $e \approx 6.6$. a – светлопольное электронно-микроскопическое изображение; δ – изображение в темном поле.

Высокие градиенты наномасштабного уровня, совместно с реализацией квазивязкой моды деформации как эффективного способа их релаксации, открывают дополнительные возможности наноструктурирования дефектной субструктуры при пластической деформации металлических материалов. Они снимают ограничения на величины предельных минимальных размеров зерен, формирующихся с участием коллективных дислокационных механизмов фрагментации кристалла ($d_{\min} \approx 100-$ 200 нм), и обеспечивают возможность формирования наноструктурных состояний с размерами нанокристаллов (показаны стрелками на рис. 4 б) несколько нанометров.

Обсуждаются возможности анализа представленных выше результатов с привлечением в рамках континуального приближения представлений о нанодиполях частичных дисклинаций как дислокациях некристаллографического сдвига с произвольными (по величине и направлению) векторами Бюргерса $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{\varphi} \times l$, движение которых контролируется квазивязкими механизмами массопереноса в полях высоких локальных градиентов нормальных компонент тензора напряжений и адекватно описывает такие особенности пластической деформации, как ее вихревой характер, формирование предельно малых (до 2–3 нм) размеров кристаллитов, сверхвысокую технологическую пластичность ряда металлических сплавов и др.

Список литературы

- 1. Лихачев В.А., Хайров Р.Ю. Введение в теорию дисклинаций. Л.: Изд-во Ленингр. Унта, 1975. 183 с.
- 2. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах. Ленинград: Наука, 1986. 224 с.
- 3. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986. - 224 с.
- 4. Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А. // Физическая мезомеханика. 2011. том 14. № 3. С. 55-68.

ГОФРИРОВАННЫЕ АНИЗОТРОПНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛАТИНОВЫХ ФОЛЬГ

Корсуков В.Е., Князев С.А., Буйнов А.Л, Обидов Б.А., Корсукова М.М., Немов С.А.

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

Для приготовления атомно чистых поверхностей фольг металлов (Pt, Au, Mo, W и др.) с заданными нано рельефами необходимо наблюдение за атомной структурой и рельефом в процессах прокатки, полировки и рекристаллизации. Поскольку рекристаллизация происходит в сверхвысоком вакууме (CBB) при температуре 1200–1700 К, то зондовые методы, такие как сканирующая туннельная и атомная силовая микроскопии (СТМ и АСМ) применять *in situ* невозможно из-за близкого расстояния между зондом – иглой и поверхностью. Однако, на конечной стадии рекристаллизации, после остывания образца возможно сопоставление картин дифракции медленных электронов (ДМЭ) и рельефов поверхности, полученных методами СТМ и АСМ.

Нами были применены методы ДМЭ, СТМ и АСМ. Использование модели дифракции на гофрированных структурах позволило сопоставить рассчитанное расщепление рефлексов с реально наблюдаемым [1]. Сопоставление эксперимента и расчета показало хорошее совпадение. Совокупность подходов дала возможность осуществлять мониторинг рельефа поверхности в процессе рекристаллизации.

Нами обнаружено и изучено два типа гофрированных структур на поверхности платиновых фольг. Поверхность может содержать преимущественно либо однонаправленные, либо разнонаправленные гофры (см. рис.1 и рис.2). Разные типы рельефа проявляются как в оптическом диапазоне (рис.1a, 2a), так и в топограммах ACM (рис.1c, рис.2 b,c).

Однонаправленность либо разнонаправленность гофров на поверхности фольг также проявляется и в картинах ДМЭ (см. рис.1*с*,*d* и рис.2*d*).

Если первичный пучок – E_p электронов «накрывает» часть поверхности, включающую в себя только однонаправленные гофры, то это приводит к расщеплению и уширению рефлексов в картинах ДМЭ в направлении, перпендикулярном гофрам. На рис.1*с,d* показано расщепление рефлекса (0 2) в направлении [1 -2 1]. Действительно, на рис.1*b* видно, что гофрированные структуры однонаправлены в направлении перпендикулярном направлению расщепления. На рис.1 *а,b* видна однонаправлению расщепления. На рис.1 *а,b* видна однонаправлению расщепления.

Если первичный пучок – E_p электронов «накрывает» часть поверхности, включающую в себя разнонаправленные гофры, то уширение и расщепление рефлексов происходит в нескольких направлениях. Оптические изображения фиксируют разнонаправленность гофров на поверхности отдельных кристаллов (рис.2*a*). В АСМ изображениях поверхности видна разнонаправленность гофров в разных масштабах на поверхности отдельного кристаллита (рис.2 *b,c*). На рис.2*d* показано расщепление рефлекса в картине ДМЭ в нескольких направлениях, что отражает наличие гофров в трех направлениях.



 $E_{\rm p} = 167 {\rm eV}.$

Рис. 1. Оптическое и АСМ изображения и картины ДМЭ от поверхности платины с однонаправленными гофрами: *a* – оптическое изображение; *b* – АСМ изображение; *c*, *d* – расщепление рефлекса (0 2) в направлении [1 -2 1].

Полученные нами гофрированные поверхности фрактальны и мультифрактальны и они могут быть применены для гетерокатализа. Кроме того, на наш взгляд, поверхности с однонаправленными гофрами могут быть использованы для изготовления дифракционных решеток



Рис. 2. Оптическое и АСМ изображения и картины ДМЭ от поверхности платины с разнонаправленными гофрами: a – оптическое изображение; b, c – АСМ изображение; d – картина ДМЭ при энергии первичных электронов E_p = 197 eV.

Список литературы

- 1. Корсуков В.Е., Анкудинов А.В., Буйнов А.Л., Варкентин М.С., Князев С.А., Корсукова М.М., Обидов Б.А., Пронин И.И. ФТТ, т.52, №7, 1423-1427 (2010).
- 2. С.А. Князев, В.Е. Корсуков. Письма в ЖТФ, т. 24, № 13, 64-69 (1998).

ОСОБЕННОСТИ КРИОДЕФОРМИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ

Хаймович П.А.

ННЦ "Харьковский физико-технический институт" Украина, <u>pavel.41@bk.ru</u>

Физико-механические свойства металлов в условиях глубокого охлаждения начали исследовать свыше ста лет назад, когда, благодаря разработке процессов сжижения газов, появилась возможность проводить эксперименты в этой области температур. На первых порах эти исследования представляли академический интерес, но в середине прошлого века, с возникновением и развитием космонавтики, массовым производством сверхпроводящих проводов большое количество научных центров и групп были нацелены на разработку технологий, обеспечивающих необходимые характеристики как для отдельных деталей, работающих при низких температурах, так и для таких крупных объектов, как емкости для транспортировки и хранения сжиженных газов, прежде всего водорода, топливного компонента ракет. Большое внимание уделялось не только методам повышения токовых характеристик технических сверхпроводников, но и их механическим характеристикам в области температур эксплуатации.

Внимание исследователей обратил на себя факт резкого увеличения концентрации точечных и линейных дефектов, фрагментация структуры при деформирования в условиях криогенных температур. Классической иллюстрацией могут служить результаты, полученные при прокатке поликристаллической меди (рис. 1 и 2) [1].



Рис. 1. Зависимость среднего размера ячейки *D* от степени обжатия δ (*T* прокатки: 1 – 300 K, 2 – 77 K, 3 – 20,4 K, 4 – 4,2 K).



Рис. 2. Прочность меди, прокатанной при различных температурах при степенях обжатия δ до 80% (*T* исп. на растяжение – комн.).

Наблюдаемый рост диспергирования структуры при понижении температуры деформирования приводит к тем большему упрочнению металла, чем ниже температура этого деформирования (рис. 2).

Действительно, обжатие при прокатке выше 30–40 % при $T_{\rm комн}$ дает малый прирост упрочнения с увеличением степени обжатия, что объясняется процессами динамического возврата (рис. 2, кривая для 300 К). А при понижении температуры деформирования эти процессы подавлены тем больше, чем ниже температура деформирования, о чем и свидетельствует ход зависимостей достигаемой прочности (рис. 2, кривые для 77, 20,4 и 4,2 К).

Тем не менее, при разработке новых металлических материалов и сплавов по сей день используют, как правило, металлургические либо иные методы достижения необходимых уровней физико-механических характеристик.

Игнорирование методов криодеформирования металлов и сплавов, способных, казалось бы, за счет повышенного диспергирования структуры приводить к росту эксплуатационных характеристик, помимо усложнений в технологии обработки объясняется двумя основными причинами. Во-первых, с понижением температуры пластичность подавляющего большинства металлов и сплавов, представляющих практический интерес, падает. И если удавалось при криогенных температурах подвергнуть прокатке либо волочению такие материалы как медь, никель, некоторые (например, нержавеющие типа X18H10T и подобные) стали, то многие другие материалы при попытке продеформировать их при криогенных температурах в силу снижения пластичности просто разрушались. Во-вторых, чем при более низкой температуре проводилось упрочняющее деформирование, тем меньше была термическая устойчивость сформировавшейся при этом деформировании структуры [2]. Но, как обнаружилось, имеются решения, позволяющие с этими трудностями бороться.

В последнюю четверть закончившегося века был разработан метод пластического деформирования металлов при криогенных температурах, отличающийся от известных способов криодеформирования металлов тем, что деформирование объекта осуществлялось в условиях приложения к нему усилий всестороннего сжатия. Фактически, это был аналог гидроэкструзии, но в качестве передающей давление среды применялась не жидкость, а твердый, пластичный при температуре деформирования материал [3]. Накопленная к настоящему времени информация свидетельствует о том, что этот вид воздействия, называемый сейчас барокриодеформированием (БКД), позволяет не только пластически деформировать в условиях глубокого охлаждения почти любой металл или сплав, но и обеспечивает повышение его прочностных характеристик, не отягощенное склонностью к хрупкому разрушению [4]. Как правило, металл или сплав в результате БКД имеет высокий уровень предела текучести, малую величину равномерного удлинения, значительную пластичность в зоне образования шейки [5]. Тот факт, что величина предела прочности материала при этом почти не отличается от предела текучести, объясняется тем, что образованная при БКД (т.е. при криогенной температуре деформирования) высокодисперсная структура уже не имеет резерва для дополнительной структурной перестройки, которая могла бы обеспечить дополнительное упрочнение материала. Более того, было обнаружено, что наличие сил всестороннего сжатия при криодеформировании в отдельных случаях приводит к формированию в металле дефектных структур высокой регулярности, что позволяло металлу упруго деформироваться до очень высоких напряжений. А начало пластической деформации сопровождалось лавинообразной перестройкой, разрушающей регулярность этой структуры, причем дальнейшая деформация вплоть до разрушения объекта происходила при напряжениях существенно меньших, чем те, что были достигнуты в упругом состоянии [6]. В полученных результатах нет противоречий, так как достижение предела упругости в металле имело место при одном структурном состоянии (структура высокой регулярности), а последующие и завершающая стадии процесса деформирования вплоть до разрушения – при другом (мелкоячеистая структура).

Если в обычных условиях факт повышения дисперсности структуры металла с понижением температуры его деформирования не вызывает удивления, то при наличии сил всестороннего сжатия обязательность этого неочевидна. Повышение концентрации дефектов связано, как правило, с увеличением объема, что, в случае приложения сил всестороннего сжатия, энергетически невыгодно, но экспериментально рост плотности дефектов в металлах, подвергнутых БКД, наблюдается. Однако, структура, наблюдаемая при комнатной температуре после БКД, скорее всего, отличается от той, что имеет место в претерпевшем БКД металле до его отепления.

Более того, уже сам факт снятия давления после окончания процесса БКД (но до начала отепления экструдата) может существенно влиять на структуру продеформированного металла. Эксперименты показали, что при БКД, то есть в условиях действия сил всестороннего сжатия, мартенсита в стали X18H10T образуется больше, чем при прокатке этой же стали при этой же температуре. Энергетически это невыгодно, так как мартенситный переход сопровождается увеличением объема, чему наличие сил всестороннего сжатия должно препятствовать. Найти ответ помог метод БКД с противодавлением, разработанный, вообще говоря, для обработки при криогенных температурах низкопластичных металлов и сплавов. Он позволил установить, что мартенситный переход имеет место в прошедшей очаг деформации стали по большей части уже после того, как были сняты силы всестороннего сжатия (но до отепления экструдата). В то же время, не все результаты, полученные при БКД этой стали с противодавлением, имеют сегодня объяснение.

Как известно, применение РКУП и иных методов, называемых ИПД, предполагает необходимость значительных деформаций для достижения высокой дисперсности структуры металла. А в случае БКД с противодавлением стали X18H10T максимальное диспергирование структуры при достижении высоких механических характеристик ($\sigma_{0,2}$ при $T_{\text{комн.}}$ выше 2000 МПа) достигалось уже при e < 0,1. Почему так происходит, не ясно. Прямых методов получения информации о структуре металла непосредственно при БКД не существует, а работы по моделированию, с учетом наличия всестороннего давления, уровня температуры, возможного влияния давления на электронные подсистемы металла на сегодня отсутствуют.

Отдельно необходимо остановиться на возможных путях термической стабилизации формирующейся при БКД структуры. С одной стороны, в тех случаях, когда можно сравнивать прочностные характеристики, термическая устойчивость металла, претерпевшего БКД, существенно выше, чем при других видах криодеформирования. На практике повышенная термоустойчивость конструкционных металлов и сплавов может достигаться специальными термообработками. Так, нагрев в определенном интервале температур баркриодеформированной стали X18H10T позволяет в последующем использовать эту сталь при нагрузках 1500–1700 МПа при 450–500°С. Другие виды термообработки позволяют получить эту сталь в термоустойчивость структуры нимоника PE-16, упрочненно-1100 МПа (при $T_{\text{комн.}}$). Термоустойчивость структуры нимоника PE-16, упрочненного методом БКД, обеспечивается непосредственно собственными особенностями этого сплава, имеющего равномерно распределенные мелкодисперсные включения, оказавшиеся эффективной преградой для терморелаксационных процессов в упрочненной структуре.

Краткий обзор работ по БКД металлов и сплавов имеет целью пробудить интерес к работам в этом направлении, причем в первую очередь по моделированию имеющих место при БКД процессов, а также к структурным исследованиям.

- 1. Гиндин И.А., Лазарева М.Б., Лебедев В.П., Стародубов Я.Д., Мацевитый В.М., Хоткевич В.И. // Физика металлов и металловедение, 1967. –Т.24, вып. 2. –С. 347-353.
- Гиндин И.А., Лазарева М.Б., Мацевитый В.М., Стародубов Я.Д., Лебедев В.П // Физика металлов и металловедение. – 1967. -Т.23, вып. 4. –С.756-758.
- 3. Стародубов Я.Д., Хаймович П.А. // Проблемы прочности, 1975. вып. 10, -С. 116-117.
- 4. Хаймович П.А. // Известия ВУЗов. Физика, 2007. Т.11. С. 13-16.
- 5. Хаймович П.А. Материалы V Международной научной конференции «Прочность и разрушение материалов и конструкций». 12 - 14 марта 2008 года, Оренбург, т.1, с.33-39.
- 6. Хаймович П.А. Вестник ХНУ им.Каразина. №739, Сер."физика", в.9, 2006г., с.130-137.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЕФОРМИРОВАНИЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ И АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭКСТРУДИРОВАННОЙ МЕДИ

Черняева Е.В., Хаймович П.А.*, Мерсон Д.Л.**

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург lena@smel.math.spbu.ru

* ННЦ«Харьковский физико-технический институт», г.Харьков, Украина ** Тольяттинский государственный университет, Тольятти

В работах [1, 2] было показано, что барокриодеформирование (БКД), т.е. экструдирование при криогенных температурах существенно изменяет структуру меди. В настоящей работе рассматривается влияние БКД при разных температурах на механические и акустические параметры поликристаллической (размер зерен 30– 50 мкм) бескислородной меди.



Рис. 1. Рабочий узел установки для низкотемпературной квазигидроэкструзии. 1 – пуансон, 2 – передающая давление квазигидростатическая среда, 3 – заготовка, 4 – матрица

На рис.1. приведена схема деформационного узла для проведения низкотемпературной квазигидроэкструзии (в настоящее время все чаще используется термин "барокриодеформирование"). Благодаря тому, что этот узел размещается в сосуде со сжиженным газом, экструдирование осуществляется при криогенной температуре. Это вынудило в качестве передающий давление среды использовать твердое тело, пластичное при температуре деформирования (на практике, как правило, индий), в отличие от гидроэкструзии, где при такой же схеме используется жидкость. Тем не менее, при БКД реализуются квазигидростатические условия, что обеспечивает высокую однородность структуры и механических свойств по сечению выходящего прутка.

Эксперименты по БКД меди в диапазоне температур 20,4 – 300 К обнаружили качественные изменения структуры по мере понижения температуры экструдирования (рис. 2) [2].



Рис. 2. Структура меди после БКД на 60% при 300 (*a*), 190 (б), 125 (*в*), 77 (*г*) и 20,4 К (*д*)

Экструдирование при комнатной температуре вызывает в образце высокую насыщенность дефектами, причем наличие тонких, четких стенок между блоками говорит об интенсивно идущих при деформировании процессах динамического отдыха (рис. 2, *a*). Это типичная структура для случаев деформирования меди на достаточно большие степени и при других видах обработки, например, при прокатке, волочении.

Совершенно иной характер структуры обнаружился на меди, которую подвергли БКД при 77 К. В этом случае (рис. 2, *г*) наблюдаются пачки пластин (о пластинчатом характере структуры свидетельствует тот факт, что в продольном сечении наблюдается аналогичная структура) толщиной в десятые доли микрона.

Структура меди, экструдированной при 20 К, характеризуется еще большей дисперсностью (рис. 2, *д*): толщина пластин 50–100 нм, границы между ними четкие и на большой длине представляют собой прямые линии, области металла между границами почти свободны от дефектов. Наличие зон с малой плотностью дефектов говорит о протекании в пластинах после низкотемпературного экструдирования процессов возврата, происходящего, очевидно, при отогреве деформированного материала до комнатной температуры.

Эксперименты при промежуточных температурах показали, что понижение температуры экструдирования до 190 К (рис. 2, δ) еще не приводит к существенным изменениям в структуре меди по сравнению с экструдированием при комнатной температуре, хотя стенки ячеек становятся более рыхлыми. Качественно новые структурные образования выявились в структуре меди, экструдированной при 125 К (рис. 2, θ): появились области с регулярным распределением дефектов, чего при бо-



Рис. 3. Микротвердость меди, претерпевшей БКД на 60 % при 20,4; 77; 125; 190 и 300 К.

лее высоких температурах экструдирования не обнаруживалось.

Рассмотрим, как описанные структурные изменения сказываются на механических и акустических характеристиках.

На рис. 3 приведены результаты измерения микротвердости медных образцов, деформированных на 60 % при разных температурах. Видно, что понижение температуры деформирования приводит к росту микротвердости.

Исследования акустических параметров проводилось при индентировании образцов на испытательной машине ИМ-4А. Макси-

мальная нагрузка на индентор составляла 60 кГ. Для регистрации и преобразования акустической эмиссии (АЭ) сигналов в электрические применяли датчик MSAE-L2 и усилитель MSAE-FA010, при этом общее усиление составляло 87 дБ. Во всех изученных образцах АЭ была практически однородной, 90-100% составляли сигналы с низкими энергиями, характерные для дислокационных процессов. Понижение температуры деформирования до 125 К не вызывает заметных изменений в характере АЭ (рис.4). После БКД при более низких температурах зарегистрирован рост количества сигналов АЭ и их энергии, что может быть связано со структурными изменениями (рис. 2).

Что касается спектральных характеристик, то здесь изменение температуры деформирования существенных трансформаций спектров не вызывает. Кривая спектральной плотности исходного (недеформированного) металла имеет 3 основные пика в области частот от 125 до 330 кГк (рис.5*a*).
Деформирование на 60% приводит к некоторому выравниванию высоты всех пиков. При более низких температурах наблюдается более четкое разделение пиков. Однако общий характер спектральных кривых сохраняется, оставаясь в исходном диапазоне частот.



Рис.4. Зависимость среднего количества (*a*) и средней энергии сигналов АЭ (*б*) при индентировании медных образцов, деформированных на 60% при разных температурах.



Рис. 5. Кривые спектральной плотности мощности АЭ при индентировании недеформированных медных образцов (*a*) и после БКД на 60% при 300 (*б*), 190 (*в*), 125 (*г*), 77 (*д*) и 20,4 К (*е*).

Таким образом, понижение температуры деформирования существенным образом влияет на получаемую структуру меди. Качественно новые структурные образования выявляются при температурах 125 К и ниже, что приводит к росту энергии и количества сигналов АЭ. При этом микротвердость материала с понижением температуры экструдирования увеличивается довольно равномерно.

- Хаймович П.А. Барокриодеформирование металлических материалов. Материалы V Международной научной конференции «Прочность и разрушение материалов и конструкций». 12 - 14 марта 2008 года, Оренбург, - Т. 1, С. 33 - 40.
- 2. И.А.Гиндин, Я.Д.Стародубов, М.П.Старолат, П.А.Хаймович. Особенности дефектной структуры меди, экструдированной при низких температурах. ФММ, т.48, №5, 1979, с.1004-1009

О СТАБИЛЬНОСТИ МЕХАНИЧЕСКИХ И АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕДИ, ЭКСТРУДИРОВАННОЙ ПРИ 77 К

Черняева Е.В., Хаймович П.А.*, Мерсон Д.Л.**

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург lena@smel.math.spbu.ru

* ННЦ«Харьковский физико-технический институт», г.Харьков, Украина ** Тольяттинский государственный университет, Тольятти

В [1, 2] было показано, что барокриодеформирование (БКД) при температурах 20 и 77 К приводит к повышению механических характеристик меди по сравнению с деформированием при комнатной или повышенных температурах, что влечет и изменение акустических параметров материала [3]. При этом неизбежно встает вопрос об устойчивости сформированной при БКД структуры и о стабильности полученных свойств.

Особенностью образующейся в меди при БКД структуры является ее высокая регулярность (рис. 1) [2], определяющая высокие механические характеристики ма-



Рис. 1. Структура меди после БКД при 77 К на 60%



Рис.2. Зависимость микротвердости медных образцов партий №1 и №2 от степени БКД при 77К

териала и позволяющая предположить повышенную термическую устойчивость свойств.

В настоящей работе предпринята попытка оценить изменение состояния образцов меди, прошедшей БКД при 77 К 30 лет назад (партия №2), по сравнению со «свежими» образцами, продеформированными в текущем году аналогичным образом (партия №1), по изменению их микротвердости и характеристик сигналов акустической эмиссии (АЭ) при индентировании.

На рис. 2 приведена зависимость микротвердости медных образцов от степени БКД при 77К. Для обеих партий образцов эта зависимость идентична. 30-летнее хранение образцов не изменило микротвердость образцов.

Рассмотрим теперь, как длительное хранение сказалось на акустических характеристиках меди. Тестирование проводилось на испытательной машине ИМ-4А с максимальной нагрузкой на индентор 60 кг. Для регистрации и преобразования акустических сигналов в электрические применяли датчик MSAE-L2 и усилитель MSAE-FA010 с общим усилением 87 дБ. Во всех изученных образцах АЭ была практически однородной, 90-100% составляли сигналы с низкими энергиями, характерные для дислока-

ционных процессов. На рис.3. приведены зависимости среднего количества зарегистрированных сигналов АЭ и их энергий в медных образцах партий №1 (кривые 1) и № 2 (кривые 2). В изученных «свежих» образцах количество сигналов АЭ при больших (больше 50%) степенях деформации было больше, чем в слабодеформированных. Энергия сигналов была максимальной при величинах деформации 35 и 50% (кривые 1 на рис.3). «Старые» образцы были представлены только сильнодеформированными экземплярами (кривые 2 на рис. 3). Видно, что длительное хранение образцов привело к уменьшению количества сигналов АЭ и увеличению их энергии. Для обеих партий наблюдалось снижение энергии сигналов при максимальных степенях БКД. Анализ спектральных портретов (усредненной формы кривых спектральной плотности мощности) АЭ показал, что в спектрах «старых» образцов происходит своего рода группировка пиков в спектрах (рис.4). Причина этого пока не выяснена.



Рис. 3. Зависимости среднего количества зарегистрированных при индентировании сигналов АЭ и их энергий и искаженности их спектральных портретов в медных образцах из партии №1 (1) и №2 (2) от степени БКД (δ).

Рис. 4. Спектральные портреты сигналов АЭ медных образцов, свежедеформированных на 76% (*a*) и деформированных на 80% 30 лет назад (б)



Если проанализировать величину искаженности спектров относительно исходного (недеформированного) материала, например, при помощи вычисления линейного коэффициента Пирсона

$$(R = \frac{\sum_{i} (y_{1i} - \overline{y}_{1})(y_{2i} - \overline{y}_{2})}{\sqrt{\sum_{i} (y_{1i} - \overline{y}_{1})^{2} \sum_{i} (y_{2i} - \overline{y}_{2})^{2}}}$$

Рис.5. Степень искаженности спектральных портретов сигналов АЭ, оцененная по коэффициенту Пирсона *R*, при индентировании медных образцов из партии №1 (1) и №2 (2) после разных степеней БКД (δ).

где y_{1i} , y_{2i} значения, принимаемые переменными Y_1 и Y_2 , \overline{y}_1 , \overline{y}_2 – их усредненные значения), то легко заметить, что для обеих партий образцов искажения спектров не превышают

5% (рис.5), несмотря на отмеченные изменения в спектрах (рис.4).

Таким образом, 30-летнее хранение при комнатной температуре меди, претерпевшей упрочняющую обработку барокриодеформированием при 77 К, не сказалось на микротвердости, но акустические параметры немного изменились, что может говорить о каких-то изменениях в структуре металла. К сожалению, малое число образцов (по 4 в каждой партии) не позволяет сделать какие-то обобщения. Для более полной картины происходящих изменений в материале требуется систематическое изучение данной проблемы с привлечением других методов исследования.

- 1. Хаймович П.А. Барокриодеформирование металлических материалов. Материалы V Международной научной конференции «Прочность и разрушение материалов и конструкций». 12 14 марта 2008 года, Оренбург, Т. 1, С. 33 40.
- 2. Хаймович П.А. На пути к барокриодеформированию металлов. В кн. Перспективные материалы, Т.Ш, 2009. С. 363-406
- **3.** Черняева Е.В., Хаймович П.А., Мерсон Д.Л. Влияние температуры деформирования на механические и акустические характеристики экструдированной меди С.286-288. в настоящем сборнике

КРИТЕРИАЛЬНЫЙ ПОДХОД В ПОСТРОЕНИИ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ КОНСТРУКЦИИ С УЧЕТОМ ЕЁ ПРЕДЕЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ

Миронова Л.И.

Региональный образовательный научный центр Московского государственного открытого университета им. В.С. Черномырдина г. Подольск Московской области, Россия mironova lub@mail.ru

Вопросы предельных состояний конструкций являются одним из приоритетных для обеспечения прочностной надежности и гарантированного эксплуатационного периода разрабатываемых изделий. Решение этих задач имеет множество подходов. Какие из них будут более точно определять состояние предельных возможностей – вопрос достаточно сложный. Ответ на него следует искать в совокупности принципов построения исследования, включающих: разработку формализованной адекватной расчетной модели, корректную постановку задачи исследования, выбор метода определения искомых параметров и получение решения поставленной задачи, которое в редких случаях является точным.

При выборе расчетной модели необходимо учитывать материал конструкции и её геометрическую форму. Эти параметрические характеристики существенно усложняют задачу в условиях силового воздействия как внешних, так и внутренних факторов. Классические расчетные модели механики сплошной среды (пластины, балки, оболочки и т.д.) и хорошо разработанные методы теории упругости, как правило, дают возможность определить и оценить НДС простых конструкций. Эти методы не всегда затрагивают вопросы определения предельного состояния реальных конструкций. Например, имея искомые данные распределения полей деформаций и напряжений, можно определить минимальные и максимальные уровни напряжений, но при этом нельзя ответить на вопрос - являются ли они предельными для данной конструкции. Предлагается следующий подход в рассмотрении этой проблемы.

Процесс деформирования элементов конструкций условно разделяют на две стадии. Начальная стадия – упругое деформирование, компоненты тензоров напряжений и деформаций здесь связаны законом Гука. Последующей стадией является упруго-пластическая стадия деформирования. Для реальных инженерных задач, связаных с определением предельных состояний конструкций, необходимо установить условие перехода от упругой стадии деформирования к пластической стадии, что в первую очередь требует анализа напряженно-деформированного состояния тела, и последующего анализа физических зависимостей процесса во второй стадии деформирования. В данной постановке вопроса необходимо рассмотреть НДС исследуемой конструкции на некоторых интервалах, которые характеризуют процессы: упругого, упруго-пластичного (переходной процесс) и пластического состояний. С этой точки зрения наглядное представление о деформированном состоянии конструкции можно выразить некоторой формализованной моделью ленточной структуры, представленной на рис.1 в виде «линейки» зон переходных процессов и оценочных критериев НДС.

Модель предельного состояния конструкции (ПСК), представленная на рис.1 (пока придадим ей статус феноменологической модели), вполне может служить постановке задачи для проведения исследования и определения предельных возможностей конструкции, которую сформулируем следующим образом.

Пусть α будет оценочным критерием, описывающим напряженно-деформированное состояние конструкции (критерий НДС) в упругом состоянии, тогда в процессе эксплуатации (или изготовления, или с учетом того и другого) критерий НДС может (или будет) принимать свои значения α_0 , α_1 , ..., α_n в зоне упругости. Будем считать, что предельное состояние конструкции достигается в конечном значении интервала зоны упругости и соответствует предельному значению критерия НДС - α_{nped} .



Рис. 1. Модель предельного состояния конструкции в линейном представлении: где α_i – оценочный критерий НДС; α_{пред} – предельный критерий НДС; *a, b, c, d* –конечные значения интервалов переходных процессов; δ – интервал приближения к ПСК

Предположим, что НДС конструкции зависит от совокупности факторов влияния и может быть описано параметрической зависимостью

$$\alpha^{H \mu C} = f(A_0, A_1, A_2, \dots A_n), \tag{1}$$

где $\alpha^{H_{DC}}$ – критерий НДС; A – факторы влияния, к которым относятся физикомеханические, геометрические, силовые и др. (какие либо дополнительные) факторы. Любой из факторов влияния $A_0, A_1, A_2, ..., A_n$ является функцией от переменных, что приводит к составлению и поиску путей решения сложных систем.

Для более полного понимания момента достижения конструкцией предельного состояния (ПС) можно сформулировать несколько смысловых интерпретаций определения ПСК с учетом поведения конструкции.

Первый вариант. Конструкция принимает свое одно из значений α_i , которое занимает определенное место в линейке оценки НДС (рис.1) и может быть предельным значением α_{nped} . Тогда математическая формулировка ПСК может быть выражена следующим соотношением

$$\lim \alpha_{i \ \alpha \to \alpha_{nneq}} = k \ H_{\Pi CK} \,, \tag{2}$$

где α_i – оценочный критерий, описывающий НДС конструкции; $H_{\Pi CK}$ – параметр предельного состояния; k – коэффициент соответствия между ними.

В этом случае схема оценки предельного состояния конструкции должна соответствовать схеме сравнения, когда сначала определяются предельные значения факторов влияния, а затем – реальные параметры действующих факторов, которые в ряде случаев могут быть известными или частично известными. Далее, реализуя формулу $\Delta \alpha = \alpha_{nped} - \alpha_i$, можно оценить состояние конструкции. Также можно, к примеру, ввести весовую составляющую степени соответствия предельному состоянию.

Второй вариант. Конструкция накапливает НДС от действия факторов, соответствующих оценочным критериям $\alpha_0, \alpha_1, ..., \alpha_n$, сумма которых может соответствовать предельному значению критерия α_{nped} , тогда

$$\lim \sum_{i=n} \alpha_i = \alpha_{npeo} = k \ H_{\Pi CK} \ . \tag{3}$$

Очевидно, что в этом случае, необходимо определить оценочные критерии в интервале [0, *a*]. Если рассмотреть оценочные критерии α_i в интервале [0, *a* - δ], то можно предположить, что на этом отрезке рис.1 конструкция не достигнет своего предельного состояния. Назовем интервал [0, *a* - δ] гарантированным интервалом упругого состояния конструкции.

В любом из этих случаев в предложенной модели ПСК необходимо раскрыть понятие предельного состояния конструкции, и определить в каких процессах оно рассматривается. С точки зрения классического подхода, когда различают две группы ПС, а именно: – непригодность к эксплуатации по причинам потери несущей способности и – непригодность к нормальной эксплуатации в соответствии с предусмотренными технологическими или бытовыми условиями, второй вариант является более предпочтительным. Это объясняется тем, что в проектных разработках конструкции всегда определены технические условия для соблюдения прочностной надежности в процессе ее эксплуатации.

Рассматривая работу конструкции в стационарном или динамическом режимах, мы обязательно затронем вопрос влияния временной характеристики, который кардинальным образом меняет принципы подхода к определению ПСК. Так, например, в стационарных процессах используют формализм Эйлера и Лагранжа [1]. В этом случае ПСК можно определять на основе энергетического подхода в деформационных процессах, когда аккумулируемая энергия в теле, тратится на совершение работы для восстановления формы тела в исходное состояние после снятия нагрузки. Осуществлению принципа неразрывности деформаций в упругом теле соответствует минимальное значение накапливаемой телом потенциальной энергии деформации [2].

На самом деле условия эксплуатации конструкции зависят не только от факторов влияния (силового воздействия, от места приложения силовых факторов, условий закрепления и т.д.), но и от времени. В таком случае можно следовать формализму Гамильтона, который также основан на принципах наименьшего действия, где характерной величиной в качестве меры действия является интеграл по времени от разности между кинетической и потенциальной энергиями [1].

Все эти рассуждения сводят постановку задачи определения ПСК к математической задаче минимизации некоторого интеграла в вариационных методах исчисления. Хорошо разработанные программные средства обеспечения вычислительных процессов в данных методах с позиции дискретного анализа дают неограниченные возможности исследователям в реализации решений задач теории упругости, разработки уточненных методик вычислений, модификаций концепций и технологий вычислительных подходов.

- 1. К. Ланцош. Вариационные принципы механики. Пер. с англ. В.Ф. Гантмахера.. М.: Мир,1965, 408с.
- Н.И. Безухов. Основы теории упругости, пластичности и ползучести. М.: Высшая школа, 1968, 512с.

СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖАРОПРОЧНЫХ СТАЛЕЙ ФЕРРИТНО-МАРТЕНСИТНОГО КЛАССА ПОСЛЕ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМОВ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

Шевяко Н. А.¹, Тюменцев А. Н.^{1,2}, Астафурова Е. Г.^{1,2}, Литовченко И. Ю.^{1,2}, В.М. Чернов³, М.В. Леонтьева-Смирнова³

¹Томский Государственный Университет, Томск, Россия, ²Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия ³ОАО «Высокотехнологический НИИ неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», Москва, Россия <u>Nadejda89tsk@yandex.ru</u>

В настоящее время ферритно-мартенситные стали рассматриваются как перспективные конструкционные материалы для активных зон и внутрикорпусных устройств энергетических ядерных и термоядерных реакторов нового поколения [1, 2]. Для расширения их рабочего температурного диапазона необходимы, во-первых, снижение температуры вязко-хрупкого перехода рассматриваемых сталей и, вовторых, поиск возможных резервов их высокотемпературной прочности.

Для выяснения факторов, оказывающих влияние на склонность материала к низкотемпературному радиационному охрупчиванию (НТРО), в данной работе проведены сравнительные исследования структурно-фазовых состояний образцов стали ЭК-181 (16Х12В2ФТаР) после режимов термообработки (ТО), обеспечивающих разный уровень низкотемпературной пластичности: ТО-I и ТО-II (таблица 1). В соответствии с [1], применение ТО-II повышает ударную вязкость стали и способствует понижению температуры вязко-хрупкого перехода.

ЭК-181, ЧС-139	TO-I	1100°С, 1 ч (воздух)			720°С, 3 ч.
ЭК-181	TO-II	1100°С, 1 ч (воздух)	термоциклирование около A _{c1}		720°С, 1 ч.
ЭК-181, ЧС-139	TO-III	1100°С, 1 ч (воздух)	500°С, 3 ч.	600°С, 3 ч.	720°С, 3 ч.
ЭК-181, ЧС-139	TO-IV	1100°С, 1 ч (вода)	500°С, 3 ч.	600°С, 3 ч.	720°С, 3 ч.

Таблица 1. Режимы ТО жаропрочных ферритно-мартенситных сталей ЭК-181 и ЧС-139

Кроме того, в настоящей работе предпринята попытка повышения уровня жаропрочности и термической стабильности микроструктуры ферритно-мартенситных сталей ЭК-181 и ЧС-139 (20Х12НМВБФАР) в интервале предположительных рабочих температур (600-750°С) за счет модификации их гетерофазной структуры (объемного содержания и дисперсности частиц неметаллических фаз) путем изменения скорости закалки и температуры отжига после закалки (TO-III, TO-IV, таблица 1).

Существенные различия гетерофазной структуры стали ЭК-181 после рассматриваемых режимов ТО-I и ТО-II обнаружены в процессе электронномикроскопического исследования. Наблюдаемые при этом частицы второй фазы удобно разделить на три основных размерных типа:

1. Относительно крупные (100–300 нм) неравноосные карбиды $M_{23}C_6$, располагающиеся как на границах зерен, так и внутри мартенситных пластин и реек, часто со строчечным расположением внутри кристаллов мартенсита. В случае режима ТО-II эти карбиды, по сравнению с режимом ТО-I, более однородно распределены в структуре мартенсита, более равноосные и почти в 3 раза более крупные. 2. Карбиды на основе ванадия различного состава (VC, V₂C) размерами в пределах от 60 до 120 нм. В настоящей работе показано, что, как и в случае карбидов М₂₃С₆, результатом ТО-ІІ является значительное (≈ 2-кратное) увеличение среднего размера этих частиц.

3. Наночастицы (карбонитриды ванадия) в интервале размеров от 2 до 5 нм. Высокая плотность таких частиц является важной особенностью гетерофазной структуры после ТО-І. Электронографический анализ кристаллической структуры таких частиц показал, что они представляют собой фазу внедрения на основе карбонитрида ванадия с тетрагональными и моноклинными искажениями. После ТО-ІІ области с подобными частицами встречаются крайне редко, а их плотность существенно ниже (как минимум, на порядок).

Другой важной отличительной особенностью образцов стали ЭК-181, прошедших обработку по режиму ТО-I, является формирование внутри фрагментов мартенсита субструктуры с непрерывными разориентировками с кривизной кристаллической решетки $\chi_{ij} \approx (0,5-2)$ град/мкм. Электронно-микроскопическое исследование формирующихся в такой структуре внутренних напряжений показало, что в локальных зонах повышенной кривизны эти напряжения сравнимы с величиной предела текучести сплава при комнатной температуре.

Термическая обработка стали по режиму TO-II исключает образование наноразмерных частиц указанного выше карбонитрида и снижает интенсивность фазового наклепа и, как следствие, формирование структурных состояний с непрерывными разориентировками. Предполагается, что это связано со значительным обеднением твердого раствора материала углеродом в процессе термоциклирования после закалки. Такие особенности структурно-фазового состояния стали при режиме TO-II приводят к существенному снижению эффектов дисперсного и субструктурного упрочнений стали и являются основной причиной уменьшения прочности сплава после такой обработки.

Таким образом, при анализе причин более высоких значений температуры хрупко-вязкого перехода в результате термообработки по режиму TO-I необходимо учитывать факторы:

- значительное повышение прочности в структурных состояниях с высокой плотностью наночастиц второй фазы;

 формирование в таких субструктурах зон с более высокими значениями кривизны кристаллической решетки и локальных внутренних напряжений как потенциальных источников зарождения разрушения.

После ступенчатой (закалка от 1100°С на воздух + отпуск при T = 500 °С 3 ч. + 600 °С 3 ч. + 720 °С 3 ч.) ТО-Ш обнаружено значительное количество частиц $M_{23}C_6$, которые в результате такой обработки приобрели более равноосную форму и располагаются преимущественно не по границам мартенситных пластин, а внутри зерен матрицы. Объемная доля наноразмерных (< 10 нм, рисунок 1 а, б) частиц значительно ниже, по сравнению с режимом обработки TO-I. Аналогичная ступенчатая обработка стали ЭК-181 после закалки в воду (TO-IV) приводит к существенному, по сравнению с TO-III, изменению особенностей гетерофазной структуры. Это изменение заключается, во-первых, в значительном уменьшении плотности и размеров частиц $M_{23}C_6$, во-вторых, в увеличении объемной доли и дисперсности наночастиц карбонитрида ванадия (рисунок 1 в, г). Плотность этих частиц сравнима с таковой после TO-I. При этом их наиболее вероятные размеры не превышают 5 нм. Аналогичные закономерности модификации карбидной подсистемы обнаружены и для стали ЧС-139.

Важно отметить, что в процессе ступенчатых (TO-III и TO-IV) режимов термообработки наблюдаются более интенсивные, по сравнению с режимом TO-I, эффекты отпуска мартенсита. Эти эффекты заключаются, во-первых, в релаксации внутренних напряжений, обнаруживаемой по отсутствию структурных состояний с непрерывными разориентировками. Во-вторых, в увеличении размеров фрагментов разориентированной дефектной субструктуры.



Рис. 1. Микроструктура стали ЭК-181 после ТО-III (*a*, *б*) ТО-IV (*b*, *c*): *a*, *b* – светлопольные изображения с картинами микродифракции; *б*, *c* – темнопольные изображения в обведенных кружками рефлексах карбонитрида ванадия

Однако, величина предела текучести сталей ЭК-181 и ЧС-139 после ТО-III существенно (на \approx (15–25) %) уменьшается (по сравнению с ТО-I) как при комнатной температуре испытаний на растяжение, так и при T = 650 °C. Предполагается, что вклад от дисперсного упрочнения наночастицами оказывается меньше частично потерянного после такой ТО вклада от субструктурного упрочнения в результате отпуска мартенсита и релаксации внутренних напряжений. Ввиду высокотемпературных условий эксплуатации исследуемых сталей важно, что полученное структурнофазовое состояние с высокой плотностью термостабильных наночастиц обеспечит повышенные характеристики длительной прочности при повышенных температурах.

Список литературы

- 1. Микроструктура и механические свойства малоактивируемой ферритно-мартенситной стали ЭК-181(RUSFER-EK-181) / М. В. Леонтьева-Смирнова [и др.] // Перспективные материалы. 2006. №6. с. 40-52.
- 2. High-Chromium Ferritic and Martensitic Steels for Nuclear Applications / R.L.Klueh, D.R Harries // ASTM Stock. 2001. Number: MON03. 221p.

ВНУТРЕННИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ДЕФОРМАЦИОННОЙ ПРИРОДЫ В ОБЪЕМНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКЛАХ СИСТЕМЫ Pd–Cu–Ni–P

Афонин Г. В.¹, Калоян А. А.², Хоник В. А.¹

¹Воронежский государственный педагогический университет, Воронеж, Россия ² НБИК-центр, РНЦ Курчатовский институт, г. Москва, Россия afoningv@gmail.com

В последние десятилетия был предложен ряд теоретических моделей пластического течения металлических стекол (MC). Однако, адекватное понимание микроскопического механизма пластического течения МС до сих пор отсутствует. Проверка моделей деформации включает в себя сравнение с экспериментом при различных режимах испытаний и напряжениях. При этом почти всегда предполага-ется, что приложенное сдвиговое напряжение σ является движущей силой пластической деформации. Между тем, из физики кристаллов хорошо известно, что пластическая деформация может сопровождаться формированием больших внутренних сдвиговых напряжений σ_i , которые противоположны по знаку σ [1]. Тогда движущую силу для продолжения деформации фактически представляет эффективное напряжение $\sigma^* = (\sigma - \sigma_i)$. Знание внутренних сдвиговых напряжений, возникающих при деформации, является одним из важнейших вопросов для адекватного понимания микромеханизмов пластического течения МС. В настоящее время информация по этому вопросу весьма ограничена. Нам известны исследования [3,4] ленточных MC Ni-Nb и на основе Со, проведенные в девяностых годах прошлого века, а также недавний эксперимент по определению внутренних напряжений в массивных MC системы Zr-(Cu,Ag)-Al [5]. Цель настоящей работы состоит в исследовании внутренних напряжений деформационной природы в объемных МС с высокой стеклообразующей способностью.

Для исследования внутренних напряжений были выбраны MC Pd₄₀Cu₃₀Ni₁₀P₂₀ и Pd43.2Cu28Ni8.8P20 (ат.%), расплавы которых являются одними из лучших стеклообразователей и существенно различаются по своей стеклообразующей способности [2]. Для расплава $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ критическая скорость закалки $R_c \approx 0,1$ К/с [2], что более чем на порядок выше $R_c \approx 0,005$ К/с для $Pd_{43,2}Cu_{28}Ni_{8,8}P_{20}$ [2]. Исходные сплавы Pd40Cu30Ni10P20 и Pd43.2Cu28Ni8.8P20 изготовляли прямым сплавлением компонентов (чистота не хуже 99,95 %) в вакуумированной толстостенной кварцевой ампуле методом двухтемпературного синтеза. Полученные сплавы подвергали далее реактивной закалке в медной изложнице с полостью размером 2×5×60 мм³. Скорость закалки расплава вблизи температуры стеклования Т_о составляла около 200 К/с. Аморфность отливок контролировали синхротронной дифракцией на длине волны 0,05668 нм в ФГУ РНЦ «Курчатовский институт» (г. Москва). Термограммы дифференциальной сканирующей калори-метрии получали на калориметре Mettler-Toledo DSC1. Температуры стеклования T_g, определенные по началу эндотермической реакции, составили 559 К и 568 К для стекол Pd40Cu30Ni10P20 и Pd43.2Cu28Ni8.8P20, соответственно. При этом температуры начала кристаллизации Т_с оказались равными 622 Ки 641 К.

Как и в предшествующих исследованиях [3-5], внутренние напряжения определялись путем измерений релаксации напряжений в процессе ступенчатой разгрузки. Измерения осуществлялись с помощью специально разработанной деформационной крутильной микромашины, позволяющей производить измерения в диапазоне температур 293 *K* – 800 *K* при напряжениях до 2 ГПа. Образцы для испытаний вырезали из отливок и шлифовали до поперечного сечения $(40-60) \times (40-60) \text{ мкm}^2$, измерявшегося оптическим микроскопом с увеличением $\times 200$ и микрометром Mitutoyo с точностью 1 мкм. Крепление образцов (рабочая длина 1–2 мм) осуществлялось механически. Крутящий момент M определяли по крутильной деформации калиброванной кварцевой нити диаметром 100 мкм, прикрепленной последовательно к образцу. Деформация нити измерялась методом лазерного рычага с помощью позиционно-чувствительного фотодатчика Hamamatsu S1352. Начальный крутящий момент выбирался таким образом, чтобы напряжение на поверхности образца составляло 1000 МПа. Исходный образец нагревался до заданной температуры испытания и сразу же после нагрева нагружался заданным крутящим моментом.



Рис.1. Пример эксперимента по измерению релаксации напряжений в процессе ступенчатой разгрузки. Вкладки а – д демонстрируют участки релаксации в увеличенном масштабе. При последовательной разгрузке нормальная релаксация напряжений (приложенное напряжение σ падает) сменяется аномальной (напряжение σ растет).

На рис.1 представлен пример одного из проведенных экспериментов. После нагрева до 475 K образец MC Pd_{43.2}Cu₂₈Ni_{8.8}P₂₀ нагружался крутящим моментом, и измерялась релаксация напряжений в течение 2000 с. Далее образец разгружался на $\Delta \sigma \approx 30$ Мпа, и в течение 500 с снова измерялась релаксация напряжений. Такая же процедура повторялась далее 7 раз. После шестой разгрузки, σ сначала увеличивается и затем начинает падать, как показано на вкладке «в». Напряжение, соответствующее условию $d\sigma/dt = 0$, равно внутреннему напряжению сдвига σ_i [1]. После седьмой и последующей разгрузки σ всегда растет со временем, так как приложенное напряжение меньше, чем внутреннее, т.е. $\sigma < \sigma_i$. Если приложенное напряжение не изменяется с течением времени, то $\sigma = \sigma_i = const \neq f(t)$. Тот факт, что σ после шестой разгрузки сначала растет, а затем убывает (вкладка «в»), свидетельствует о том, что σ_i зависит от времени. Это безусловно вызвано структурной релаксацией, протекающей при измерениях. Однако, после первых пяти разгрузок σ всегда убывает и после седьмой разгрузки всегда растет, из чего можно сделать вывод, что 190 MПа < о_i < 237 МПа. Аналогичным образом были проведены измерения при восьми температурах в интервале 400 К≤ Т ≤ 525 К для обоих МС. Произвести измерения при T < 400 K оказалось невозможным, так как величина релаксации ниже, чем разрешение используемой методики измерений.

Результаты определения внутренних напряжений приведены на рис. 2 и 3. Видно, что внутреннее напряжение σ_i для обоих MC падает с увеличением температуры от значений ≈ 880 МПа (≈ 0.88× σ_0) и ≈ 810 МПа (≈ 0.81× σ_0) при температуре 400 К (≈ 0.624× T_c и ≈ 0.643× T_c) до значений ≈ 94 МПа (≈ 0.094× σ_0) и ≈ 93 МПа (≈ 0.093× σ_0) при температуре 525 К (≈ 0.819× T_c и ≈ 0.844× T_c) для MC Pd_{43.2}. Сu₂₈Ni_{8.8}P₂₀ и Pd₄₀Cu₃₀Ni₁₀P₂₀, соответственно. На рис. 2 также показаны погрешности, отражающие интервал напряжений, в котором нормальная релаксация сменяется аномальной. Разгрузки с меньшим шагом $\Delta \sigma$ дают результат с меньшими погрешностями.



Рис.2. Зависимость внутреннего напряжения σ_i от абсолютной температуры.

Рис. 3. Зависимость нормированого внутренного напряжения σ_i/σ_0 от нормированной температуры.

На рис. 3 представлены результаты измерений в данных стеклах в сравнении с ранее полученными результатами для других MC [3–5]. На рисунке видно хорошее соответствие с предшествующими измерениями. Из этого можно сделать вывод, что внутренние напряжения не зависят от величины приложенного начального напряжения и составляют определенную его часть, которая уменьшается с температурой так, что $\sigma_i / \sigma_0 \rightarrow 0$ при $T \rightarrow T_g$. Сколько-нибудь значительных различий в величинах внутренних напряжений в MC, полученных из расплавов с существенно различной стеклообразующей способностью, не выявлено.

Список литературы

- 1. V.I. Dotsenko. Stress relaxation in crystals // Phys. Status Solidi b, 93 (1979) p.11-43.
- Sheng Guo, Z.P. Lu, C.T. Liu. Identify the best glass forming ability criterion // Intermetallics, 18 (2010) p.883–888.
- I.V. Zolotukhin, A.T. Kosilov, T.N. Ryabtseva, V.A. Khonik. Internal stresses in the deformed metallic glass Ni₆₀Nb₄₀ // Phys. Met. Metall., **70** (1990) p.174–178.
- V.A. Khonik, T.N. Ryabtseva. Internal stresses induced by tensile deformation of a Co-based metallic glass // Scr. Met. Mater., 39 (1994) p.571–575.
- G.V. Afonin, S.V. Khonik, R.A. Konchakov, N.P. Kobelev, A.A. Kaloyan, V.A. Khonik. Internal stresses induced by plastic shear deformation of Zr–(Cu,Ag)–Al bulk metallic glasses // J. Non-Cryst. Sol., 358 (2012) p.220–223.

ТЕКСТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПОЛИАКРИЛОНИТРИЛЬНОГО ВОЛОКНА ПРИ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Фазлитдинова А.Г., Тюменцев В.А.

Челябинский государственный университет, г. Челябинск, Россия fazlitdinovaag@mail.ru

Углеродные волокна с высокими упруго-прочностными свойствами получают на основе полиакрилонитрильных нитей (ПАН) путем многостадийной термомеханической обработки (ТМО) при температурах до ~3000°С. Конечная структура углеродного волокна определяет его физико-механические свойства и формируется на всех этапах получения, зависит как от состава и условий формования ПАН нитей, так и от режимов последующих низкотемпературной (стадия термостабилизации) и высокотемпературной термомеханических обработок. Процесс формирования структуры углеродного волокна развивается в твердой фазе, сопровождается существенным изменением химического состава и объема, частичной рекристаллизацией и текстурированием материала. В результате в объеме ПАН прекурсора формируется новая наноструктура углеродного волокна.

В работе рассмотрены экспериментальные данные по влиянию режимов ТМО на закономерности структурных преобразований и текстуру ПАН волокна. Исследования выполнены на ПАН нитях, изготовленных с применением диметилсульфоксида (ПАН¹) и диметилформамида (ПАН²), пикнометрическая плотность γ равна 1,175 и 1,182 г/см³ соответственно. Термообработку проводили в изотермических условиях при 255±1°C в атмосфере воздуха и постоянной вытягивающей нагрузке 0,2, 0,6 и 1,0 г/текс. Изменение текстуры и параметров структуры материала волокон изучали с помощью рентгеновского дифрактометра D8 ADVANCE (фильтрованное CuK_α-излучение, программный пакет Diffruc Plus, анализ профиля максимума 010 ПАН проводили используя Origin 8).

Профиль экспериментально наблюдаемого на рентгенограмме дифракционного максимума 010 полиакрилонитрила асимметричен, что может быть обусловлено наложением максимумов ОКР, отличающихся размерами и межслоевым расстоянием. Результаты разложения характерного для структуры полиакрилонитрила максимума 010 на минимальное число максимумов, описываемых функцией Лоренца [1], показывают, что кристаллическая составляющая материала исходных ПАН волокон может быть представлена двумя видами областей когерентного рассеяния, средние размеры *L* которых ~13–14 и 1 нм, соответственно, табл.1. Материал волокон текстурирован, параметр текстуры *Z*, соответственно, табл.1. Материал волокон тексторого ориентировано 75% ОКР, равен 5,0 и 4,4 градуса соответственно. По мере увеличения угла ориентировки ОКР1 относительно оси нити φ от 0 до 5° средние размеры *L* ПАН¹ и ПАН² уменьшаются практически линейно от 13,5 до 9,4 и от 14,4 до 10,0 нм, соответственно, рис. 1. При этом количество вещества, формирующего крупные ОКР1, также уменьшается ~ в 2 раза.

На начальной стадии ТМО, совпадающей с временным интервалом пластического течения полимера, наблюдается существенное увеличение средних размеров OKP1. Так в процессе термообработки ПАН¹ в течение 10 мин и вытягивающих нагрузках на жгут 0,2, 0,6 или 1,0 г/текс средние размеры OKP1 $L_{\phi=0^{\circ}}$, ориентированных вдоль оси нити, возрастают на ~ 28, 38 и 36% соответственно. Изменение *L* в процессе термообработки также зависит от угла ориентации OKP относительно оси нити. При $\phi = 5^{\circ}$ размеры $L_{\phi=5}$ возрастают всего лишь на 10–20%.

ПАН волокно	Виды областей когерентного рассеяния	<i>d</i> , Å	<i>L</i> , нм	Количественное со- отношение фаз, %	С, %	<i>Z</i> , градус
	OKP1	5,289	13,2	56,0		
$\Pi A H^1$	ОКР2	5,235	0,9	26,5	75	5,0
	OKP2'	3,378	1,7	17,5		
	OKP1	5,297	14,4	54,0		
$\Pi \Lambda H^2$	ОКР2	5,304	1,3	22,5	79	4,4
11/ 111	ОКР2′	3.337	1.3	23.5		

Таблица 1. Среднее значение межплоскостного расстояния (d), размеров областей когерентного рассеяния (L), степени кристалличности (C) и параметра текстуры ПАН волокон



Рис. 1. Изменение средних размеров (*L*) ОКР1 материала ПАН¹ (*a*) и ПАН² (δ) в зависимости от угла ориентации (ϕ) относительно оси нити. Вытягивающая нагрузка 0,6 г/текс.

После ТМО в течение 20–30 минут на рентгенограмме достаточно четко формируется максимум при 20 ~25,5°, появление которого указывает на начало образования новой фазы термостабилизированного волокна – ОКРЗ, средние размеры Lкоторой ~1 нм, а межслоевое расстояние близко к таковому турбостратного углерода. Фазовый переход полиакрилонитрила в новое высокодисперсное состояние сопровождается постепенным диспергированием крупных ОКР1, в результате термостабилизированное волокно становится двухфазным, соотношение ОКР2 и ОКР3 составляет 55:45% после ТМО ПАН¹ и ПАН² в течение 3 и 4 часов соответственно (рис.2). Повышение вытягивающей нагрузки на жгут на стадии пластического течения материала стимулирует процессы, обуславливающие увеличение средних размеров и количества вещества ОКР1. Во время дальнейшей термообработки фазовый переход структуры ПАН в двухфазную структуру термостабилизированного волокна развивается активнее в материале, находящемся под действием более высокой вытягивающей нагрузки.

Рассмотрим изменение текстуры ПАН волокна в процессе термообработки. На начальной стадии низкотемпературной ТМО, совпадающей с временным интервалом вытяжки ПАН¹ этот параметр уменьшается до 4,15, 3,8 и 3,45 градусов (вытягивающие нагрузки 0,2, 0,6 и 1,0 г/текс соответственно), рис.3. При таких же вытягивающих нагрузках параметр текстуры волокна ПАН² изменяется в процессе ТМО в два раза медленнее, достигает минимальных значений 3,85, 3,65, и 3,45 градусов через ~20 минут. По мере развития процесса термостабилизации, сопровождающегося диспергированием OKP1, текстура ПАН постепенно нарушается, этот процесс протекает наиболее активно при наибольшей вытягивающей нагрузке.



Рис.2. Изменение фазового состава материала ПАН¹ (*a*) и ПАН² (*б*) в процессе изотермической обработки при постоянной вытягивающей нагрузке на жгут 0,6 г/текс.



Рис.3. Изменение параметра текстуры *Z* материала ПАН¹ (*a*) и ПАН² (*б*) в процессе низкотемпературной обработке при 255°С.

Таким образом, на начальной стадии изотермической ТМО наблюдается совершенствование структуры ПАН нити – увеличение размеров крупных ОКР1 и повышение текстуры материала. Увеличение вытягивающей нагрузки способствует повышению текстуры полиакрилонитрильной нити. Переход структуры ПАН в структуру термостабилизированного волокна развивается путем формирования в локальных микрообъемах размером порядка одного нанометра новой высокодисперсной фазы. Увеличение количества таких локальных микрообъемов сопровождается диспергированием OKP1, нарушением текстуры не вступившего во взаимодействие полиакрилонитрила и ростом количества OKP2.

Список литературы

 Fazlitdinova A.G., Tyumentsev V.A., Podkopayev S.A., Shveikin G.P. // J. Mater. Sci. 2010. V. 45. P. 3998-4005;

К ПОСТРОЕНИЮ КИНЕТИЧЕСКОЙ ДИАГРАММЫ РОСТА ТРЕЩИН ДЛЯ НАВОДОРОЖИВАЕМЫХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Тараканов П. В., Шашурин Г. В., Хрущов М. М.

Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, г. Москва, Россия, pashabeetle@yandex.ru

Одной из актуальных задач механики разрушения является разработка специальных инженерных моделей процессов развития трещин в элементах машин и конструкций в условиях длительного воздействия агрессивных водородсодержащих сред. Среди возможностей подобного моделирования особое внимание уделяют подходам к построению кинетической диаграммы разрушения как основному инженерному аппарату прогнозирования ресурса элементов конструкций с растущими трещинами [1]. В настоящей работе предложен один из подобных подходов. Суть его в следующем.



Рис. 1. Трещина в бесконечной пластине в условиях воздействия агрессивной водородсодержащей среды

Рассмотрим прямолинейную трещину с характерной длиной l в условиях поступления в ее вершину водорода, как это показано на рис. 1. Выделим вблизи вершины трещины зону предразрушения с характерным размером a(l). Произвольному моменту времени t соответствует некоторое распределение концентрации водорода, что делает среднюю концентрацию в зоне предразрушения равной \overline{C}_a . В указанный момент времени номинальный, т.е. рассчитанный без учета локального изменения механических свойств материала коэффициент интенсивности напряжений вблизи вершины трещины равен. $\tilde{K}_i(l,\sigma)$

Подрост трещины на величину $a(l_i)$ происходит за время $t(a(l_i))$ при достижении среднего значения концентрации в зоне предразрушения критической величины

$$C_{a(l_i)} \xrightarrow{t(a(l_i))} \overline{C}_{a(l_i)},$$

В таком случае, условный коэффициент интенсивности напряжений (КИН) \tilde{K}_I становится равным условной вязкости разрушения \tilde{K}_{lc} . Условный КИН определяется посредством номинальных напряжений, вычисленных с помощью условных номинальных напряжений, возникающих в образце без учета слагаемого, связанного непосредственно с поглощением атомов водорода металлом. Из эксперимента на определение вязкости разрушения на равномерно наводороженных образцах с трещиной определяют величину \tilde{K}_{lc} . Именно благодаря упомянутой выше равномерности наводороживания для оценки концентрации водорода в зоне предразрушения выбрано среднее значение концентрации по зоне $a(l_i)$.

По результатам экспериментов на определение вязкости разрушения \tilde{K}_{lc} можно построить предельную кривую, связывающую критическое значение концентрации $\bar{C}_{a(l.)}$ с \tilde{K}_{lc} . Такую кривую можно описать уравнением:

$$\left(\frac{\tilde{K}_{I}-\tilde{K}_{Ic}^{*}}{\tilde{K}_{Ic}^{0}-\tilde{K}_{Ic}^{*}}\right)^{\alpha}+\left(\Omega\frac{\overline{C}_{a}}{C^{0}}\right)^{\beta}=1,$$

где \tilde{K}_{lc}^* – условная вязкость разрушения при средней концентрации водорода в зоне предразрушения равной C^0 / Ω [2], $\Omega = C^0 / C^*$, C^* – предельная растворимость водорода в металле, \tilde{K}_{lc}^0 – условная вязкость разрушения при средней концентрации водорода в зоне предразрушения равной C^0 .

Построение кинетической диаграммы разрушения осуществляется посредством моделирования процесса развития трещин в наводороживаемых образцах с помощью диаграмм, представленных на рис. 2.



Рис. 2. Схема моделирования роста трещины

Диаграммы, приведенные на рис. 2 были получены в результате решения задачи механики разрушения и диффузии водорода в рассматриваемое тело, и связаны друг с другом соотношением (1). Характеристика 4 на рис. 2 определяется после построения первых трех диаграмм и позволяет построить искомую кинетическую диаграмму роста трещины в условиях наводороживания.

Рассмотрим процесс роста трещины, обращаясь к рис. 2, детально. Пусть в зоне предразрушения в начальный момент времени присутствует некоторая концентрация водорода. В таком случае, начальная точка 0^1 на диаграмме $\tilde{K}_{lc}(\bar{C}_a/C^0)$ будет лежать как на рис. 2, правее от начала координат. Спроектировав эту точку на диаграмму $t(C_a/C^0)$ и $\tilde{K}_1(l)$, получим точки 0² и 0³, соответственно. Зная точки 0² и 0³, можно получить точку 0⁴. В связи с тем, что в вершине трещины находится постоянный источник водорода, то его концентрация в зоне предразрушения со временем увеличивается, благодаря процессу диффузии. Поэтому, обращаясь к диаграмме 1, с течением времени начальная точка движется вправо, вплоть до пересечения с предельной кривой (1) и достижением средней концентрации в зоне предразрушения своего предельного значения. Это движение соответствует графику, полученному при решении задачи диффузии водорода в вершину трещины, представленному на диаграмме 2. По достижении концентрации предельного значения трещина подрастает на величину зоны предразрушения $a(l_0)$, при этом на диаграмме 2 отмечается соответствующее время $t(a(l_{a}))$ и на диаграмме 4 ставится точка 1⁴. На следующем шаге начальным положением для следующего подроста трещины на диаграммах будет точка 1. Как видно, абсцисса точки 1^1 лежит правее точки 0^1 . Это различие обусловлено тем фактором, что в зоне предразрушения подросшей трещины концентрация водорода будет большей, нежели концентрация водорода в зоне предразрушения начальной трещины l_0 . Далее, по истечении определенного времени точка 1^1 достигает предельной кривой и по описанной выше технологии определяется время $t(a(l_1))$ и на диаграмме 4 получается точка 2⁴. Таким образом, строится итерационный процесс, в результате которого получается набор точек, соответствующий диаграмме l(t). Проводя интерполяцию по полученным точкам, можно подобрать функцию l(t), необходимую для дальнейших рассуждений.

Рассматривая положение начальных точек на диаграмме 1 можно предположить, что в некоторый момент времени начальная точка либо окажется на предельной кривой, либо правее, либо будет все время левее. Первые два случая соответствуют началу неустойчивого роста трещины. Последний вариант развития событий говорит о том, что определенные параметры модели должны быть выбраны иным способом.

По полученным диаграммам можно построить искомую кинетическую диаграмму $v(\tilde{K}_i)$. Продифференцировав функцию l(t) по времени, получим ординаты определяющих кинетическую диаграмму точек. Для нахождения абсцисс этих точек, зная значения времени для каждой точки, по диаграмме 4, воспользуемся диаграммой 2 и определим соответствующие значения предельной концентрации водорода. По полученным значениям предельных концентраций, по диаграмме 1 определяем значения условной вязкости разрушения. Воспользовавшись диаграммой 3, по данным, полученным из диаграммы 1, находим искомые значения величины \tilde{K}_i . Таким образом, можно считать, что кинетическая диаграмма для рассматриваемого случая получена.

В результате, решая параллельно задачи диффузии и механики разрушения можно построить инженерную модель построении кинетической диаграммы роста трещины в условиях длительного нагружения и агрессивной водородосодержащей среды с целью прогнозирования ресурса элементов конструкций с растущими трещинами. По представленной инженерной модели были проведены расчеты, которые показали ее адекватность на изменение ряда параметров и приемлемое совпадение с экспериментальными данными, представленными в [1].

Список литературы

- 1. В.В. Панасюк, А.Е. Андрейкив, В.З. Партон. Основы механики разрушения материалов, том1. Киев. Наукова думка, 1988 г.
- П.В. Тараканов, Г.В. Шашурин, М.М. Хрущов. К определению напряженно деформированного состояния образца, находящегося в агрессивной среде // Наука и технологии: Материалы XXXXI Всероссийского симпозиума по механике и процессам управления (13-15 декабря 2011 г., Миасс) (в печати).

РОЛЬ ОДНООСНОГО РАСТЯЖЕНИЯ ДЛЯ СВЕТОПРОПУСКАНИЯ ПОЛИМЕРНО-ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОМПОЗИЦИОННЫХ СИСТЕМ

Эгамов М.Х., Каримов С.Н.

Красноярский государственный педагогический университет им. В.П.Астафьева, Красноярск, Россия Худжандский научный центр АН Республики Таджикистан, Худжанд, Таджикистан еgamov62(@mail.ru

Изучение структурных и деформационных свойств одноосно ориентированных капсулированных полимером жидкокристаллических пленок (КПЖК) считается актуальной из-за их широкого применения в оптоэлектронике и дисплейной технике. Авторами [1] было установлено, что при одноосном растяжении КПЖК пленки наблюдается два эффекта: появление линейной или близкой к ней поляризации селективно рассеянного пленкой света, а также возникновение анизотропии селективного рассеяния, при которой индикатриса изменяет свою сферическую форму на эллипсоидальную. Ранее, идея использования эффекта анизотропии светорассеяния для изготовления поляризатора была запатентована авторами [2] в приложении к одноосно ориентированным КПЖК пленкам. Для этого было предложено использовать композитную пленку с каплями нематика, имеющими биполярную конфигурацию. Согласно [3], биполярная ось в такой капле ориентируется вдоль ее длинной оси. При выполнения условия равенства показателя преломления перпендикулярно составляющего компоненты лазерного луча и полимерной матрицы ($n_{\perp} = n_p$) свет, по-

ляризованный перпендикулярно направлению растяжения проходит через пленку, не рассеиваясь, поскольку отсутствует градиент показателя преломления на границе капли. Компонента света, поляризованного вдоль направления растяжения, интенсивно рассеивается. Однако детальные исследования особенностей структурного упорядочения капель ЖК различного типа в одноосно ориентированных ансамблях, влияние на него внешних воздействий, изучение макроскопической оптической анизотропии и ее зависимости от приложенного деформационного поля не были проведены. Остается неизученным также поведение полимерной матрицы при одноосном растяжении в сочетании с жидкокристаллической компоненты.

Целью настоящей работы является систематическое исследование механизма светопропускания КПЖК пленок с варьированием концентрации одной из компонентов (НЖК) в широком диапазоне при одноосном растяжении.

В качестве объекта исследования использовали поливиниловый спирт (полимерная матрица), относящийся к группе термопластиков, который после растворения и высушивания не претерпевает химических превращений, а также 4-пентил-4'цианобифенил (5CB) – нематический жидкий кристалл. Данные материалы между собой совместимы тем, что оба хорошо растворяются в дистиллированной воде. Исследовались зависимости коэффициента светопропускания для компоненты параллельно (T_{\perp}) и перпендикулярно (T_{\parallel}) составляющего поляризованного лазерного луча от степени растяжения $\Delta l/l_0$

Механизм функционирования пленок на основе КПЖК в нашем случае состоял в следующем. Подбирается ЖК, показатель преломления которого для обыкновенного луча (n_0) близок или равно к показателю преломления полимерной матрицы (n_p). В исходном состоянии вследствие произвольной ориентации директора ЖК на границе раздела капля ЖК-полимер существует градиент показателя преломления, что вызывает сильное рассеяния света таким композитом. При одноосном растяжении КПЖК пленок происходит одновременное выпрямление макромолекул полимера от клубкообразной (свернутой) формы к вытянутому, а также переход формы капли ЖК из сферической (радиальной структуры) к эллипсоидальному (биполярной конформации). При этом ориентированное состояние дисперсии ЖК в полимерной матрице с тангенциальными граничными условиями обусловлено двумя факторами: минимальным значением упругой энергии ориентированной структуры капель ЖК и ориентирующим воздействием вытянутой полимерной матрицы.

Учитывая, что основным требованием функционирования КПЖК пленок – это равенство $n_0 = n_p$, установили, что в исходном (недеформированном) состоянии капли ЖК имеют разные формы и размера, соответственно, направление директора капель тоже хаотичны, поэтому при начальных значениях компоненты T_{\perp} и T_{\parallel} имеют одинаковые значения. Далее, по мере увеличения кратности растяжения происходит постепенная переориентация директора капли ЖК и трансформация радиальной структуры к биполярному. При этом, капли наименьшего размера и формы быстрее подвергаются трансформацию, чем капли с крупными размерами. В соответствии с этим, растет значение показателя преломления капли ЖК, что вызывает превалирования светопропускания КПЖК пленок над рассеянием.

Выявлено, что дальнейшее растяжения приводит к постепенному переходу крупных капель радиальной структуры к эллипсоидальной формой, расположенной строго вдоль оси растяжения. В конечном итоге, при $\Delta l/l_0 = 200\%$ все капли будут находиться в дальнем ориентационном порядке, параллельной оси вытяжки, что приводит к резкому различию показателей преломлений обеих компонентов. Вследствие градиента $\Delta n = n_0 - n_p$ исследуемая нами пленка пропускает перпендикулярно составляющую компоненту поляризованного света и полностью отражает параллельно составляющую компоненту. При достижении $\Delta l/l_0 = 75\%$ начинается ускорение процесса трансформации структур капель НЖК в полимерной матрице, а в диапазоне $\Delta l/l_0 = 80\%$ имеет место «вспышки» или лавинообразное преобразование структур каплей с последующим стабильным сохранением данной состояний длительное время (даже после прекращения действии растягивающей усилий).

На наш взгляд, данный эффект требует более тщательного анализа, ибо тут проявляется способность капли нематика переориентироваться в сравнительно малых степенях удлинения, что напоминает оптический эффект Фредерикса [4]. Он состоит в изменении ориентации директора в поле электрической, магнитной или световой волны в НЖК и может иметь как пороговый, так и беспороговый характер.

Эффект Фредерикса объясняется изменением потенциала взаимодействия макромолекулы полимерной матрицы с нематическим ЖК и, как следствие, появлением дополнительного ориентирующего момента. Однако для количественного описания экспериментальных результатов и определения искомых параметров ЖК требуется систематическое исследования структуры капли в поле механических сил и действия световой волны с учетом реальных граничных условий. Помимо этого, еще необходимо учесть вклад в поверхностную энергию капли от объемной плотности упругой энергии, который в нашем случае возникает при минимизации свободной энергии за счет поверхностных эффектов. Немаловажную роль играет уменьшение толщины пленок при одноосном растяжении, а также ее просветления.

Анализируя полученные экспериментальные результаты данной работы, можно предполагать, что для понимания механизма взаимодействия на границе раздела жидкий кристалл-полимер необходимо исследовать вглубь и вширь КПЖК пленок, изготовленные по составу концентраций 1:5. Это способствует совершенствованию технологию получения ориентации молекул жидких кристаллов и благодаря этому достигнуть высокой поляризующей способности КПЖК пленок за счет анизотропии светорассеяния. Интервал функционирования такого поляризатора соответствует диапазону существования мезофазы капсулированного жидкого кристалла. Дело в том, что в отличие от призменных поляризаторов, одноосно ориентированные КПЖК пленки наиболее компактны и просты в изготовлении, как и поляроидные пленки на основе анизотропии светопоглощения. Но по сравнению с последними, они имеют ряд неоспоримые преимущества. КПЖК пленку можно использовать для поляризации мощного излучения, т.к., если поляроидная пленка поглощает другую компоненту излучения (что в конечном итоге из-за перегрева может разрушаться), то композитная пленка ее рассеивает и, следовательно, нагревается значительно слабее. Кроме того, КПЖК пленки эффективно поляризуют проходящее излучение во всей области прозрачности используемых компонент (видимая и ближняя ИК-область) при сохранении условия n₀=n_p, в то время как поляроиды только в полосе поглощения собственного или растворенного в них красителей. Более того, в силу своих уникальных нелинейных оптических свойств КПЖК пленки и устройства на их основе находят широкое применение в лазерной физике в качестве перспективных систем, эффективно ограничивающих лазерное излучение за счет введения пластификаторов (глицерин) и ориентантов (ПАВ).

Список литературы

- 1. Zyryanov V.Ya., Smorgon S.L., Shabanov V.F. Elongated films of polymer dispersed liquid crystals as scattering polarizers // Molecular Engineering. 1992. V. 1, № 4. –P.305–310.
- 2. West J.L., Doane J.W., Zumer S. Liquid crystal display material comprising a liquid crystal dispersion in a thermoplastic resin //Pat-4.685.771 US, МКИ G02F 1/13. Publ. 11.08.87.
- 3. Wu B.-G., Erdmann J.H., and Doane J.W. Response times and voltages for PDLC light shutters // Liq. Cryst. – 1989. – V. 5, No 5. – P. 1453–1465.
- 4. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. -384 с.

ВАРИАНТЫ РАЗНОПРЕДЕЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОПЕРЕЧНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Беломестных В.Н., Теслева Е.П.

Юргинский технологический институт Национального исследовательского Томского политехнического университета, г. Юрга, Россия, tesleva@mail.ru

В последние годы возрос интерес к одному из основных физико-механических параметров твердого тела, введенного С. Д. Пуассоном 200 лет назад и названного в его честь – коэффициенту Пуассона. Являясь мерой поперечной деформации он считается наиболее информативным параметром теории упругости. Особо пристальное внимание уделяется определению предельных значений этого параметра как в анизотропных (кристаллах), так и в изотропных средах [1, 2]. Как известно, условие положительности плотности энергии деформаций определяет интервал возможных значений коэффициента Пуассона в изотропных средах $\frac{1}{2} \ge \sigma \ge -1$ [3]. Указанные

два предела – положительный верхний 0,5 и отрицательный нижний – 1, недостижимые, в принципе, значения, однако на сегодняшний день можно перечислить ряд материалов, значения σ которых реально приближаются к указанным пределам. Например: при стандартных условиях для CeRu₂ коэффициент Пуассона составляет 0,464; а для NaCN – 0,467. Отрицательные величины σ характерны для ауксетиков – нового класса материалов с аномальными деформационными свойствами (материал при растяжении расширяется и в перпендикулярном направлении) [4].



Рис. 1. Коэффициенты Пуассона моно- (1,2,3,4) и поликристаллов (5) KCN (a) и Sm_{1-x}Y_xS (б) $1 - \langle 100 \rangle$, $2 - \langle 110,001 \rangle$, $3 - \langle 110, 1\overline{10} \rangle$, $4 - \langle 111 \rangle$

Механизмы и условия, приближающие коэффициенты Пуассона к предельным значениям пока не выяснены, но по ряду предположений они могут достигаться вблизи фазовых переходов. Так, например, коэффициент Пуассона поликристалла хлористой меди CuCl в момент фазового перехода 1-го рода при $p_c = 9,75$ ГПа близок к предельному ($\sigma = 0,485$) [5]. В настоящей работе делается попытка показать подобное приближение со стороны положительного предела при полиморфном превращении в пластической фазе цианида калия KCN, а со стороны отрицательного – при электронном изоструктурном фазовом переходе в сплаве Sm_{1-x}Y_xS.

Известно, что при $T_c = 168,3$ К в КСN регистрируется плавный λ переход с перестройкой структуры в цианиде калия [6]. В соединениях с промежуточной валентностью ионов самария (Sm²⁺ и Sm³⁺) – смешанных кристаллах системы Sm_{1-x}Y_xS при критическом значении состава сплава $x_c = 0,15$, происходит валентный переход из полупроводниковой фазы в металлическую [7]. Используя экспериментальные данные для постоянных жесткости c_{ij} вблизи указанных превращений [7,8] определили коэффициенты Пуассона как для моно- так и для поликристаллов КСN и Sm_{1-x}Y_xS.

Полученные результаты приведены на рис.1. Температурные зависимости коэффициентов Пуассона цианида калия (рис. 1, *a*) являются гладкими кривыми без особенностей. При T_c коэффициент Пуассона поликристалла КСN близок к положительному пределу (σ =+0,484).

Концентрационные зависимости σ (рис. 1, δ) в докритической концентрации убывающие, в закритической – возрастающие, при этом наблюдается резкое снижение коэффициента Пуассона в момент перехода ($\Delta \sigma \approx 700\%$). Обращают на себя внимание отрицательные значения коэффициента Пуассона при $x = 0,15 \div 0,6$, а при x_c $\sigma_{(110,001)} = -0,98$. Это свидетельствует о том, что, при данных составах материал при растяжении расширяется, проявляя аномальные ауксетичные деформационные свойства.

Заключение. На основе сведений по постоянным жесткости монокристаллов проведен расчет анизотропных и изотропных коэффициентов Пуассона при изменении концентрации в сплавах $Sm_{1-x}Y_xS$ и температуры в КСN. Установлено, что значения σ при фазовых превращениях стремятся к положительному и отрицательному пределам.

Список литературы

- 1. Lipsett A.W., Beltzer A.L Reexamination of dynamic problems of elasticity for negative Poisson's ratio //J. Acoust. Soc. Am. 1988. V. 84. № 6. P. 2179-2186.
- Tokmakova S.P. Stereographic projections of Poisson's ratio in auxetic crystals // Phys. Stat. Sol. (b). 2005. V. 242. № 3. P. 721-729.
- 3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. 4-е изд. М.: Наука, 1987. 248 с.
- Конек Д. А., Войцеховски К. В., Плескачевский Ю. М., Шилько С. В. Материалы с отрицательным коэффициентом Пуассона. (Обзор). // Механика композитных материалов и конструкций. 2004. Т.10, №1. С. 35-69.
- Беломесных В.Н., Соболева Э.Г. Коэффициенты Пуассона кубических ионных кристаллов. // Известия вузов. Физика. 2011. Т.54, №7. С. 100. (Деп. в ВИНИТИ 06.05.11. Рег. № 212-В2011).
- 6. Беломестных В.Н. Теслева Е.П. Ангармонические эффекты в твердых телах (акустические аспекты). Томск: Изд-во Том. политех. ун-та. 2009. 151 с.
- 7. Беломестных В. Н., Теслева Е. П. Анизотропия ангармонизма межатомных колебаний в кристаллах Sm_{1-x}Y_xS с промежуточной валентностью // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2010. Т.7. №1. С. 61-63.
- 8. Haussühl S. Cubic sodium cyanide, another crystal with KCN-type anomalous thermoelastic behavior. / Acta Cryst. 1977. A.33. № 5. C. 847-849.

ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ СТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МИКРОЛЕГИРОВАННЫХ УГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЕЙ ПРИ РАВНОКАНАЛЬНОМ УГЛОВОМ ПРЕССОВАНИИ

Захарова Г.Г.¹, Астафурова Е.Г.¹, Тукеева М.С.¹, Найденкин Е.В.¹, Рааб Г.И.², Добаткин С.В.³

¹Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия, galinazg@yandex.ru

²Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа, Россия

³Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

В работе исследовали низкоуглеродистые стали 10Г2ФТ (Fe-1,12Mn-0,08V-0,07Ti-0,1C, мас. %) в феррито-перлитном (нормализация 30 мин. при 950 °C), в мартенситном (закалка от 1180°C в воду) состояниях и 06МБФ (Fe-1Mo-0,1V-0,1Nb-0,06C, мас.%) в ферритном (закалка от 920°C и отпуск 670°C – 1 ч.) состоянии после равноканального углового прессования (РКУП) и отжигов. Заготовки подвергали РКУП по режиму B_C , $\Phi = 120^\circ$, 4 прохода при $T = 200^\circ$ C для ферритоперлитной стали 10Г2ФТ, при $T = 400^\circ$ C для мартенситной стали 10Г2ФТ и 6 проходов при $T = 300^\circ$ C для ферритной стали 06МБФ. Отжиги проводили при $T = 500\div700^\circ$ C (1 ч.).

Методом РКУП в исследуемых сталях сформирована субмикрокристаллическая (СМК) структура с размером структурных элементов ~ 300 нм и карбидами различной морфологии и дисперсности. При близком размере элементов зеренносубзеренной структуры после РКУП, наибольшими значениями предела текучести и микротвердости обладает исходно мартенситная сталь ($\sigma_{0,2} = 1125$ МПа, $H_{\mu} = 3,7$ ГПа), в сравнении с исходно феррито-перлитной ($\sigma_{0,2} = 990$ МПа, $H_{\mu} = 3,1$ ГПа) и ферритной ($\sigma_{0,2} = 960$ МПа, $H_{\mu} = 3,3$ ГПа), что обусловлено большей плотностью дислокаций, меньшей исходной величиной структурных элементов и более однородным распределением карбидной фазы в ней.

Независимо от исходного состояния стали высокая прочность и СМК характер структуры, сформированные при РКУП, сохраняются вплоть до температуры отжига 500 °С (1ч). Выше этой температуры обнаружена различная динамика роста зерна: $\Delta d / \Delta T = 12 \times 10^{-3} [\text{MKM/}^{\circ}\text{C}]$ _ для 10Γ2ΦΤ. феррито-перлитной стали $\Delta d / \Delta T = 19 \times 10^{-3} [\text{MKM}/^{\circ}\text{C}]$ 10Γ2ΦΤ _ для мартенситной стали И $\Delta d / \Delta T = 23 \times 10^{-3} [\text{мкм/°C}] - для ферритной стали 06МБФ. Значения энергии акти$ вации собирательной рекристаллизации (Q) СМК структуры мартенситной стали $10\Gamma 2\Phi T$ и ферритной стали 06МБФ характеризуются наибольшими значениями O(388÷420 кДж/моль) за счет более однородного распределения карбидов в структуре сталей, в сравнении с феррито-перлитной сталью 10Г2ФТ (303 кДж/моль).

Анализ высоких прочностных свойств и термостабильности исследуемых сталей показал, что дисперсионное твердение играет важную роль в повышении прочностных свойств при РКУП, и является определяющим при сохранении СМК характера структуры исследуемых сталей при отжигах, так как препятствует миграции границ зерен, перераспределению и аннигиляции дефектов кристаллического строения.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ (МК-43.2011.8).

АНАЛИЗ МЕХАНИЗМА ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ЭФФЕКТА ПАМЯТИ ФОРМЫ

Вьюненко Ю.Н.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Оценка степени восстановления формы изогнутых пластин в рамках математической модели механизма остаточных напряжений [1] показали возможность возврата 50% деформации при нагреве материала через интервал температур обратного мартенситного превращения. Данный результат получили при том условии, что активным изгибом достигали уровень пластических деформаций во внешних слоях пластины ~ 1%. В подобных ситуациях в прямых экспериментах степень восстановления формы превышает 90% [2]. Сблизить результаты расчета с экспериментальными данными позволяет учет особенностей влияния пластической деформации на параметры фазового превращения. В первую очередь было учтено понижение температур фазового превращения при неупругой деформации [3]. Одновременно с данным фактором было принято во внимание уменьшение скрытой теплоты превращения в зоне пластической деформации, что немного повысило коэффициент восстановления формы. Однако наибольшее влияние на форму восстановления оказывает температурная зависимость модуля упругости [3]. При этом одновременный учет трех указанных факторов в развитии эффекта памяти формы в рамках механизма остаточных напряжений не проводили. Не принимали во внимание также факт возможного расширения интервала температур мартенситного превращения пластически продеформированного материала.

Математическая модель механизма остаточных напряжений

Основой математической модели являются уравнение равновесия моментов остаточных напряжений и уравнение теплопроводности. Для изогнутой пластины в предположении, что необратимое деформирование материала подчиняется закону пластического течения, уравнение равновесия принимает следующий вид:

$$\int_{0}^{r_{y}} E(u) \frac{r^{2}}{R_{x}} dr + \int_{r_{y}}^{r_{m}} E(u) \left(\frac{r}{R_{x}} - \frac{r}{R_{0}} + \varepsilon_{y}\right) r dr = 0$$

где r_y – граница упругой зоны; r_m – полутолщина пластины; R_0 – радиус оправки; ε_y – деформационный предел упругости; E(u) – модуль упругости, зависящий от температуры. Полагаем, что процесс деформирования происходит в условиях чистого изгиба.

Уравнение теплопроводности для пластины выбрано в виде:

$$\rho c(u) \frac{\partial u}{\partial t} = k \frac{\partial^2 u}{\partial r^2}$$

где ρ – плотность материала; c(u) – теплоемкость, k – коэффициент теплопроводности.

Температурная зависимость теплоемкости аппроксимирует выражением:

$$c(u) = c_1 \frac{(u - A_s)(A_f - u)}{(A_f - A_s)^2} + c_0$$

где A_s и A_f – температуры начала и конца обратного мартенситного превращения; c_1 – константа материала, c_0 – теплоемкость материала в однофазном состоянии (теп-

лоемкости низкотемпературного и высокотемпературного состояния принимаем равными). Зависимость модуля упругости от температуры принимаем в виде

$$E(u) = \begin{cases} E_m, & \text{при } u \le A_s \\ E_m \left(1 - \frac{u - A_s}{A_{s0} - A_s} \right), & \text{при } A_s < u \le A_{s0} \\ 0, & \text{при } A_{s0} < u \le A_{f0} \\ E_A \frac{u - A_{f0}}{A_f - A_{f0}}, & \text{при } A_{f0} < u \le A_f \\ E_A, & \text{при } u > A_f \end{cases}$$

где E_m и E_A – соответственно модули упругости низкотемпературного и высокотемпературного состояния материала.

Анализ влияния пластической деформации на параметр превращения

В численном эксперименте предполагали, что изогнутая на оправке радиусом $R_0 = 100$ мм пластина толщиной 4 мм нагревается с поверхности. Скорость изменения температуры поверхности принимали равной 3 К/мин. Физические константы материала выбраны близкими соответствующим характеристикам эквиатомного сплава TiNi. Температуры начала и конца превращения равны 330 К и 343 К соответственно. После активного деформирования в низкотемпературном состоянии радиус кривизны пластины составил 307 мм. Нагрев пластины до высокотемпературного состояния приводит к возрастанию этого параметра до 610 мм. Таким образом, возврат деформации в результате ЭПФ составил почти 50% от ее начального значения.

В первую очередь оценили влияние понижения температур фазового превращения на процесс формовосстановления:

$$A_{s}\left(\varepsilon_{p}\right) = A_{s} - k_{us}\varepsilon_{p}$$
$$A_{f}\left(\varepsilon_{p}\right) = A_{f} - k_{uf}\varepsilon_{p}$$

где k_{us} и k_{sf} – константы материала, $\varepsilon_p = \varepsilon - \varepsilon_u$ (ε – общая деформация материала). При равенстве двух постоянных и изменении их значений от 0 до 5 градусов на 1% пластической деформации степень формовосстановления изменяется слабо. При изменении k_{us} от 0 до 2,5 коэффициент восстановления формы возрастает от 49,67 до 50,75. А затем с ростом k_{us} до 5 следует его понижение до 50,1% (рис.1). Столь же незначительно и влияние уменьшения скрытой теплоты превращения пластически продеформированного материала. Аппроксимируем эту взаимосвязь линейной функцией: $c(\varepsilon_p) = c(u)(1 - K_c \varepsilon_p)$, где K_c – постоянная величина. Снижение величины скрытой теплоты превращения даже на 60% при ε_p = 0,01 привело к возрастанию возврата деформации до 56% (рис.2). При значении K_{us} и k_{sf} равны 2, получаем уровень возврата деформации 50,8%.

Несколько заметнее влияние на ЭПФ уширения интервала температур превращения в зонах неупругой деформации материала. Расчеты показали, что при возрастании ширины интервала температур превращения в 2 раза возврат остаточной деформации превышает 64% (рис.3). При 20% расширении зоны температур фазового перехода коэффициент восстановления формы составляет лишь 53,4%. Дополнительный учет 10%-го снижения величины скрытой теплоты превращения поднимает степень восстановления формы до 54,5%.





Рис. 1. Зависимость конечного радиуса кривизны после ЭПФ от смещения температур фазового перехода, обусловленного пластической деформацией материала

Рис.2. Зависимость конечного радиуса кривизны после ЭПФ от степени снижения теплоемкости в зоне пластической деформации материала.

В отличие от перечисленных выше факторов, наличие даже незначительного температурного интервала $[A_{s0}, A_{f0}]$ (Δ_A) приводит к полному восстановлению формы. На рис.4 видно, что изменение ширины указанного промежутка от 0 до 3,5% интервала $[A_s, A_f]$ возврат остаточной деформации с 50% поднимается выше отметки 99%. Отметим, что при учете кооперативного влияния 3-процентного интервала температур нулевого модуля, 10-процентного уменьшения скрытой теплоты превращения и 20-процентного сдвига интервала температур превращения степень формовосстановления снижается с 95% (рис.4) до 58,5%. А в случае 20-процентного уширения интервала превращения в зоне пластической деформации коэффициент восстановления формы K_B достигает 100%.





Рис.3. Зависимость конечного радиуса кривизны после ЭПФ при расширении интервала температур превращения в зоне пластической деформации.

Рис. 4. Зависимость коэффициента восстановления формы $K_{\rm B}$ от температурного интервала $\Delta_{\rm A}$.

Полученные результаты демонстрируют сложность разработки методов расчета деформационных процессов ЭПФ даже на примере простейших конструкций. Ситуация усугубляется значительным разбросом экспериментальных результатов исследования материалов данного класса, что в определенной степени отражено и в численных экспериментах.

- 1. Вьюненко Ю.Н. Математическое моделирование деформационных процессов и опыт технологического применения ЭПФ. Фундаментальные проблемы современного материаловедения, 2010, № 3 С.28-31.
- 2. Ильин А.А., Скворцов В.И., Никитин А.С. Характеристики восстановления формы листов из сплава Ti-49,5%Ni// Цвет. мет., 1986. № 12. С.69-71
- 3. Вьюненко Ю.Н. Механизм эффекта памяти формы, обусловленный эволюцией поля остаточных напряжений. Материаловедение.№12, 2003, С. 2-6.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ И РЕЖИМОВ ИМПУЛЬСНОГО ТОКА НА ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ

Федоткин А.А., Столяров В.В.

Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Москва, Россия wazzap5@rambler.ru

Идея управления механическим поведением твердых тел с помощью электрических полей весьма перспективна. Этим объясняется большой интерес исследователей к методам, основанным на совместном или последовательном действии деформации и тока [1,2]. Впервые эффекты воздействия одиночных импульсов тока в виде скачков напряжения вниз наблюдались при растяжении монокристаллов и крупнокристаллических чистых металлов [3]. Однако структурно-размерная зависимость скачков напряжения не исследовалась. Первые исследования в этом направлении были выполнены в наноструктурном сплаве TiNi [4]. В настоящей работе сравнивается влияние структурно-фазового состояния и параметров импульсного тока на особенности деформационного поведения при растяжении традиционных титановых сплавов.

Исследования проводились на следующих материалах: интерметаллидном сплаве Ti_{49.3}Ni_{50.7} с эффектом памяти формы, однофазном сплаве BT1-0 и двухфазном сплаве BT6. Исследовались два структурных состояния: крупнозернистое (K3), полученное закалкой (или отжигом) и наноструктурное (HC), полученное прокаткой



Рис. 1. Диаграмма условных напряжений никелида титана в КЗ-состоянии с током

с током и последующим отжигом или равноканальным угловым прессованием в сочетании с холодной прокат-кой..

Показано, что в КЗ сплаве TiNi одиночные импульсы тока вызывают на диаграмме растяжения разнонаправленные скачки напряжения, связанные с электропластическим эффектом (ЭПЭ) или обратимым мартенситным превращением (рис.1). Установлено, что ЭПЭ является структурно-чувствительным свойством, т.к. измельчение зерен во всех сплавах приводит к ослаблению эффекта, связанного с уменьшением длины свободного пробега дислока-

ций. Наличие второй фазы в сплаве ВТ6 и уменьшение длительности импульса и плотности тока также уменьшают амплитуду скачка напряжения $\Delta \sigma$.

- 1. Спицын, В.И. Троицкий, О.А. Электропластическая деформация металлов // М.: Наука, 1985. С. 160.
- 2. Okazaki, K. Kagawa, M. Conrad, H. // Scripta MET., 1978. Vol. 12. P. 1063-1068.
- Troitskii, O.A. Electromechanical effect in metals // Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1969. 10 (1). P. 18–22.
- 4. Столяров, В.В. Угурчиев, У.Х. Влияние импульсного тока на деформационное поведение наноструктурного сплава с памятью формы TiNi // ФТВД, 19, 1 (2009) 92-96.

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ ГРАНИЦ ДВОЙНИКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ВИСМУТА

Босин М.Е., Гомозов Е.П.

Харьковская гуманитарно-педагогическая академия, г.Харьков, Украина bosin@yandex.ru

В качестве объекта для исследования был выбран висмут, поскольку его радиоактивные изотопы, образующиеся в результате облучения, имеют малый период полураспада. Монокристаллы Ві чистотой 99,997% выращивались из расплава методом направленной кристаллизации. Из выращенных монокристаллов при T = 77К выкалывались по плоскостям спайности (111) образцы с размерами 12×4×5мм³, которые далее раскалывались по плоскости (111) на две равные части. Одну часть кристалла подвергали нейтронному облучению, а другая была контрольной. Облучение проводилось в центральном канале импульсного растворного ядерного реактора интегральным потоком 10¹⁵ см⁻² нейтронов. Спектр нейтронов в месте облучения был близок к спектру деления. Образцы облучались в течение одного импульса длительностью 2,5×10⁻³ с. Через 100–150 часов после облучения образцы подвергались циклическому нагружению 4-хточечным изгибом вокруг оси $1\overline{10}$ со скоростью увеличения сдвигового напряжения в системе двойникования (110) [010], равной $\tau = 1,1$ МПа/с. Один цикл нагружения состоял из приложения напряжения сдвига от $\tau = 0$ до $\tau = 20$ МПа, быстрой разгрузки до $\tau = 0$ и выдержки в течение 10 минут перед следующим циклом нагружения. Нагружающее устройство монтировалось на предметном столике микроинтерферометра Линника; в процессе деформации кристалла измерялись нагрузка, общая деформация кристалла и смещение двойниковых границ на плоскости (111) с точностью 0,3 мкм. Форма и кристаллографическая ориентация образцов были таковы, что верхняя и нижняя поверхности соответствовали плоскостям (111), а продольная ось совпадала с направлением $|11\overline{2}|$. На рис.1. приведена металлографическая картина участка плоскости (111) деформированного образца с двойниковой прослойкой, границы которой отмечены Г₁ и Г₂ соответст-



Рис. 1

венно. Видно, что интерференционные линии на границах двойника и матрицы претерпевают излом и сдвиг, величина которого равна 0,7, что близко к расчетному значению величины двойникового сдвига для Bi [1].

Облучение практически не повлияло на величину стартового напряжения для движения двойниковых границ, которая оказалась равной $\tau_c = 100$ гс/мм². Кривые зависимости утолщения двойников от напряжения сдвига в системе (110) [001] для облученных и необлученных образцов оказались также близкими. Однако в необлученных образцах упрочнение, накопленное при развитии двойника, неустойчиво. После разгрузки и повторного нагружения до того же напряжения

двойниковые границы дополнительно смещаются в сторону матрицы кристалла. Через 8–10 циклов повторного нагружения в пределах одного и того же интервала напряжений размеры двойников стабилизируются. Дополнительное смещение двойниковых границ при этом составляет 25–30% первоначальной толщины двойника. Это явление отсутствует в облученных кристаллах. При пульсации напряжения сдвига в пределах заданного диапазона не наблюдается дополнительное смещение двойниковых границ при повторных циклах нагружения (границы смещаются только при первичном нагружении).

На завершающей стадии цикла нагружения при быстрой разгрузке обнаружен эффект упругого раздвойникования как в необлучённых, так и в облучённых образ-





цах, причём в облучённых образцах величина упругого раздвойникования больше, чем в необлучённых. При этом обнаружена существенная особенность: в необлучённых образцах упругое раздвойникование прекращается сразу же после разгрузки образца, а в облучённых образцах упругое раздвойникование происходит в течение продолжительного времени после разгрузки образца. На рис.2 приведена кривая изменения толщины двойника со временем после разгрузки облучённого кристалла. Ход кривой B(t) на рис.2 по существу отображает релаксацию внутренних напряжений, возникающих при предшествовавшем нагружении образца.

При выбранной ориентации образцов и способе их нагружения сдвиговые компоненты в системе лёгкого скольжения (111) $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ практически отсутствуют. При этом в системе двойникования (101) [010] и более трудного вторичного скольжения $(11\bar{1}) \langle \bar{1}10 \rangle$ действуют существенные компоненты сдвигового напряжения, которые приводят к образованию и развитию двойников. Наряду с этим, в необлучённых образцах наблюдается интенсивное скольжение в двойнике и матрице. В облучённых образцах сопутствующее двойникованию скольжение практически не наблюдается, что свидетельствует о том, что радиационные повреждения тормозят движение полных дислокаций, с чем может быть связан эффект сохранения упрочения границами двойников в облучённых кристаллах при повторных нагрузках.

Эффект увеличения величины раздвойникования в облучённых нейтронами образцах по сравнению с необлучёнными, по-видимому, связан с образованием петель частичных дислокаций, окаймляющих дефекты упаковки. Это так называемые петли частичных дислокаций, которые являются источниками двойникующих дислокаций. Простые соображения позволяют грубо оценить количественные характеристики процесса упругого раздвойникования: $N \approx 10^4$ - число двойникующих дислокаций, осуществляющих процесс упругого раздвойникования; $\rho_n \approx 10^5$ см⁻² - плотность петель призматических дислокаций в предположении, что одна петля поставляет одну двойникующую дислокацию; $V = 5*10^3$ см/с - скорость движения двойникующих дислокаций в предположении я вляются механизма. Как видно, величина скорости находится в диапазоне скоростей, где скорость–контролирующими являются механизмы вязкого торможения дислокаций.

1. Классен-Неклюдова М.В. Механическое двойникование кристаллов. М.: Изд. АНСССР.-1960.-С.261.

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ НА ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ В МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СТАЛЯХ

Мальцева Л.А., Храмцова К.Д., Мальцева Т.В., Шарапова В.А.

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, <u>mla44@mai1.ru</u>

Для производства высокопрочной проволоки широко используются метастабильные аустенитные стали. Однако применяемая в промышленности сталь 12X18H10T имеет ряд существенных недостатков: пониженную релаксационную стойкость, а также технологичность и пластичность, что приводит к большему числу промежуточных отжигов при волочении проволоки особенно тонких сечений.

В связи с этим на кафедре металловедения УрФУ были разработаны новые коррозионностойкие аустенитные стали на Fe–Cr–Ni-основе дополнительно легированные Со, Мо, Ti, Al. Все разработанные стали являются практически безуглеродистыми, содержание углерода в них не превышает 0,02%, что обеспечивает высокую пластичность и технологичность в закаленном состоянии.

В данной работе предпринята попытка установления влияния алюминия и кобальта на особенности формирования структуры и физико-механических свойств исследуемых сталей. Алюминий в сталях аустенитного класса играет роль основного упрочнителя за счет образования интерметаллидной фазы типа NiAl из ОЦК твердого раствора (мартенсита деформации). При больших содержаниях Al влияние его, как сильного ферритообразующего элемента, приводит к получению стали аустенитно-ферритного класса с различным соотношением аустенита и δ-феррита. Следовательно, чтобы не выходить из структурного класса, количество алюминия не должно превышать 1%.

Проведенными комплексными исследованиями было показано, что аустенит в исследуемых сталях аустенитного и аустенитно-ферритного класса является термически стабильным, а деформационно-метастабильным и при пластической деформации волочением частично или полностью переходит в мартенсит деформации. Ввиду того, что количество аустенита в исследуемых сталях различно, то и образование мартенсита деформации и связанного с ним ТРИП-эффекта неодинаково. Наиболее сильно выраженный ТРИП-эффект имеет место в стали аустенитного класса 03Х14Н11К5М2ЮТ, что является одним из факторов, определяющих ее высокую пластичность, и позволяет проводить холодную пластическую деформацию волочением с чрезвычайно высокими степеням обжатия и получать в структуре нанокристаллическое состояние. Использование интенсивной пластической деформации при волочении позволяет существенно сократить число промежуточных смягчающих отжигов при производстве проволоки тонких сечений.

Кобальт, снижая энергию дефектов упаковки, изменяет последовательность протекания $\gamma \rightarrow \alpha$ и/или $\gamma \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ превращений, сдвигая начало образования мартенсита деформации в область более интенсивных пластических деформаций, что способствует сохранению пластичности и технологичности до высоких суммарных обжатий (за счет протекания ТРИП-эффекта). Исследования, проведенные на аустенитных сталях с пониженным содержанием кобальта (1%), показали более высокую интенсивность мартенситообразования при холодной пластической деформации, что приводит к большему упрочнению при меньших степенях обжатия и снижению пластичности. Поэтому в сталях, предназначенных для производства тонкой и тончайшей проволоки, нежелательно понижать кобальт менее 5%.

Именной указатель

Абзгильлин Я	103	Глезер А М	11 12
Абрамова М М	202	Гомогов Е П	316
Акцурин М Ш	202	Горнакова А С	211
Александров И В	120, 202	Горнакова И.С.	271
Алексеер А П	260	Гриносрі Б.А.	66 176
Алексеев А.д.	121		122
	131 59		210
Алехин D.П.	30		219
Альшиц В.И.	24	1 урьев М.А.	219
Аникина В.И.	/1		1.40
Аруев Н.П.	69	Давыдов Д.И.	149
Астафурова Е.Г.	265, 294, 311	Дамаскинская Е.Е.	63
Афонин Г.В.	297	Даринская Е.В.	24
		Дегтярев М.В.	251, 254, 257, 260
Баловнева С.В.	174	Демидова И.И.	160
Барахтин Б.К.	182, 274	Денисов К.И.	94, 96
Барбакова Е.А.	114, 117	Денисова Д.А.	51
Батаева Е.Д.	79, 82	Денисова Ю.А.	176
Беломестных В.Н.	309	Дешевых В.В.	163
Белослудцева Е.С.	242	Джемилев К.Н.	236
Белоусов А.В.	263	Диваков А.С.	182
Белоусов Г.С.	263	Литенберг И.А.	91, 94, 96, 277
Беляев С.П.	191, 194, 197, 200	Лобаткин С.В.	311
Березовская В.В.	123	Лорогов М.В.	54
Бетехтин В И	3 13 18 19 56	Дробосюк М О	146
Биккупова Н Н	232	Проздова М А	200
Блинова Е Н	12	Дроздова М.Л.	200 76
Блинова Е.П.	60	Дудоров А.Е. Луш Ю	120
	09	Дун Ю.	120
Борисенко Д.п.	248	Enong M E	15
Борисенко с.б.	248	Евард М.Е.	43
Бородин И.п.	70	EBIUXCEB D.E.	143
БОСИН М.Е.	316		100
Ботвина Л.Р.	40	жигачева Н.И.	182
Будовских Е.А.	66, 1 /6	жога Л.В.	1/4
Буинов А.Л.	280	Журавлев Р.Н.	194
Буржанов А.А.	131		
Бурлуцкая Д.М.	71	Забродин П.А.	105
Бучельников В.Д.	146	Закалюкин Р.М.	22
		Зариковская Н.В.	245
Валиев Р.З.	40	Захарова Г.Г.	265, 311
Варкентин М.А.	56	Зверькова И.И.	248
Видюшенков С.А.	133	Зголич М.В.	97
Викарчук А.А.	54	Зуев Л.Б.	245
Викуленков А.В.	45		
Виноградов А.Ю.	49	Иванов А.М.	213
Волков А.Е.	5, 45	Иванов М.А.	27
Воронова Л.М.	251, 257, 260	Иванов С.Г.	219
Вьюненко Ю.Н.	312	Иванов Ю.Ф.	137, 176
		Изотов В.И.	108
Габдрахманова Л.А.	103	Исаев Н.В.	105
Гапонцева Т.М.	257, 260	Исакаев Э.Х.	126
Гармаева И А	219	- · ·	
Гартман В К	248	Каломиев А Г	18 19 56 63
Гетманова М Е	108 263	Казаниев В А	242
Геттингер М В	186	Казаниева Н В	149
Гипаров В П	18 56 63	Кайгородова ПИ	230
т плиров D.Л.	10, 50, 05	татородова л.н.	4J)

Калинин Г.Ю.	182	Мальцева Л.А.	318
Калоян А.А.	297	Мальцева Т.В.	318
Камелин Е.И.	28	Манухина Д.В.	166
Каминский А.А.	22	Маркачев Н.А.	45
Камышанченко Н.В.	171, 216	Марченкова Е.Б.	242
Караваева М.В.	202	Махмудов Х.Ф.	60
Кардашев Б.К.	13	Мерсон Д.Л.	286, 289
Каримов С.Н.	306	Мещеряков Ю.И.	179, 182
Карпов М.И.	10	Мигель И.А.	154, 157
Кашапов М.Р.	40	Миронова Л.И.	291
Кащенко М.П.	236	Мишин В.М.	85, 88
Киселева С.Ф.	31	Морозов В.А.	271
Клевцов Г.В.	40	Москаленко В.А.	73
Клевцова Н.А.	40	Мушникова С.Ю.	182
Клявин О.В.	69	-	
Князев С.А.	280	Надточий В.А.	228
Коджаспиров В.Е.	28	Найденкин Е.В.	311
Коджаспиров Г.Е.	28	Нарыкова М.В.	19
Козлов Э.В.	31, 34, 37	Немов С.А.	280
Колдаева М.В.	24	Нестеров Л.В.	174
Колесников Н.Н.	248	Нечволод Н.К.	228
Колобов Ю.Р.	16		
Комков Н.А.	108	Обидов Б.А.	56,280
Конева Н.А.	31, 34, 37	Облицов И.В.	225
Коновалов Г.В.	182	Омельченко А.В.	263
Корзников А.В.	94		
Корсуков В.Е.	56, 280	Паклев В.Р.	129
Корсукова М.М.	56, 280	Панкова М.Н.	131
Корчагин М.А.	94, 96	Пацелов А.М.	27, 257
Коуров Н.И.	242	Петржик Е.А.	24
Кравченко Я.П.	131	Петрикова Е.А.	137, 176
Красноперова Ю.Г.	251, 254	Петрова Г.П.	143
Крылова С.Е.	100	Пилюгин В.П.	200, 239, 257, 260
Крячкова Т.А.	169	Пичугин А.В.	123
Кузьмин С.В.	42	Поздняков О.Ф.	69
Кульков В.Г.	163	Покрышкина Д.К.	254
Кунгурцев Е.С.	171, 216	Попова Н.А.	31, 34
Кунгурцев М.С.	171, 216	Потапов А.Е.	166
Куранова Н.Н.	242	Потапова А.А.	209
Куринная Р.И.	97	Приймак Е.Ю.	100
Кустов А.И.	154, 157	Пушин В.Г.	239, 242
5	,	5	,
Лебедева Н.В.	274	Рааб Г.И.	231, 232, 235, 311
Левит В.И.	251	Разов А.И.	8
Левченко А.А.	219	Распосиенко Д.Ю.	239
Леонтьева-Смирнова	M.B. 294	Рассказов И.Ю.	63
Ливанова О.В.	126	Реснина Н.Н.	191, 194, 197, 200
Литовченко И.Ю.	294	Ригмант М.Б.	149
Ломакин И.В.	197	Романов В.А.	151
Лосев А.Ю.	166	Романов Д.А.	66
Лукин Е.С.	213	Рубаник В.В.	197
Лысак В.И.	42	Рубаник В.В.мл.	197
Любанова А.Ш.	71	Русакова А.В.	105
		Рыбин В.В.	27, 42
Майер А.Е.	76		
Макаров В.П.	45	Савенков Г.Г.	271, 274
Мальков В.М.	143	Саврай Р.А.	123

Сапсай А.И.	79, 82	Уколов А.И.	228
Саркееева Е.А.	235	Успенский Е.С.	45
Саунина С.И.	189	Ушаков И.В.	222, 225
Сафронов И.С.	222	Ушанова Э.А.	42, 274
Сафронов М.С.	225	Фазлитдинова А.Г.	300
Семенова И.П.	40	Фаизов И.А.	232
Сибилёв А.В.	88	Фаизова С.Н.	231, 232, 235
Сибирев А.В.	191	Файзуллин Р.Р.	146
Сивак А.Б.	151	Фахрутдинова Я.Д.	186
Сивак П.А.	151	Федоровский Г.Д.	140, 143
Слесаренко В.Ю.	200	Федоткин А.А.	315
Слободской М.И.	114	Фельдман Э.П.	269
Слушкер А.И.	18, 56	Филиппов Г.А.	108, 126, 131, 263
Смирнов А.Р.	73	Фирстов С.А.	11
Смолянен Р.В.	73	I	
Соколов Е.В.	133	Хаймович П.А.	283, 286, 289
Соколов С.О.	100	Хоник В.А.	297
Соколовская Ю.А.	123	Храмцова К.Д.	318
Соколовский В.В.	146	Хрушов М.М.	303
Солдатенков А.П.	40	Хуанг СЛж.	235
Соловьева Ю.В.	186		
Старенченко В.А.	97, 114, 117, 186	Чашина В.Г.	236
Старенченко С.В.	186	Чашухина Т.И.	251, 257, 260
Степанова Н.Н.	149	Чембарисова Р.Г.	120
Столяров В.В.	209.315	Черепанов Л.Н.	114.117
Столяров И.Н.	169	Чернов В.М.	151, 294
Страумал Б.Б.	211	Чернов Ю.М.	69
Супрун И.В.	166	Черняева Е.В.	286, 289
5 1 5		Чувыров А.Н.	232
Тараканов П.В.	303	J F	
Таскаев С.В.	146	Шабанов В.М.	111
Темнов О.В.	140, 143	Шарапова В.А.	318
Терентьев М.И.	28	Шашурин Г.В.	303
Тересов А.Л.	176	Швелченко Д.О.	24
Tepex B.B.	174	Шевяко Н.А.	294
Терешенко А.Н.	248	Шиховнов А.А.	85
Теслева Е.П.	309	Шпейзман В.В.	69
Тимонина А.В.	248	Шурыгина Н.А.	11.12
Тришкина Л.И.	34, 37	J F	2
Трубкулова С.Ф.	103	Эгамов М.Х.	306
Трякина Н.Ю.	79, 82,100	Ясников И.С.	49.51
Тукеева М.С.	265. 311		,
Тюмениев А.Н.	91, 94, 96, 277, 294		
Тюменцев В.А.	189. 300	Buchelnikov V.D	205
Тюфтяев А С	126	Saunina S I	205
- T	-	Sokolovskiv V V	205
		, ,	

Содержание

Бетехтин В.И. В.А.ЛИХАЧЕВ И ЕГО ВКЛАД В ОРГАНИЗАЦИЮ НАУЧНОГО СООБЩЕСТВА.	3
Волков А.Е. ПРОФЕССОР ВЛАДИМИР АЛЕКСАНДРОВИЧ ЛИХАЧЕВ И НАУКА О ПРОЧ- НОСТИ	5
Разов А.И. СПЛАВЫ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ	8
Карпов М.И. О ПЕРСПЕКТИВАХ СОЗДАНИЯ ЖАРОПРОЧНЫХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ НИОБИЯ	10
Глезер А.М., Фирстов С.А., Шурыгина Н.А. ИНЖЕНЕРИЯ ГРАНИЦ ЗЕРЕН И РЕАЛИЗАЦИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ТВЕРДОСТИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОКРИСТАЛЛАХ	11
Шурыгина Н.А., Глезер А.М., Блинова Е.Н. ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ АМОРФНЫХ СПЛАВОВ НА РАННИХ СТАДИЯХ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ	12
Кардашев Б.К., Бетехтин В.И. УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛ- ЛОВ И СПЛАВОВ	13
Колобов Ю.Р. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	16
Слуцкер А.И., Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Гиляров В.Л. ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ НА КИНЕТИКУ ЭЛЕКТРИЧЕ- СКОГО РАЗРУШЕНИЯ ПОЛИМЕРОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ	18
Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Нарыкова М.В. ВЛИЯНИЕ НАНОПОРИСТОСТИ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МИКРО- КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ, ПОЛУЧЕННЫХ РКУ-ПРЕССОВАНИЕМ	19
Акчурин М.Ш., Закалюкин Р.М., Каминский А.А. МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ И СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКИХ КЕРАМИК	22
Альшиц В.И., Даринская Е.В., Колдаева М.В., Петржик Е.А., Шведченко Д.О. РЕЗОНАНСНАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ЗЕМЛИ	24
Гринберг Б.А., Иванов М.А., Рыбин В.В., Пацелов А.М. ПРОЦЕССЫ ФРАГМЕНТАЦИИ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ	27
Коджаспиров Г.Е., Терентьев М.И., Коджаспиров В.Е., Камелин Е.И. ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ДИНА- МИЧЕСКОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ ЖАРОПРОЧНОГО СПЛАВА	28
Киселева С.Ф., Попова Н.А., Конева Н.А., Козлов Э.В. ДЕФОРМАЦИОННЫЕ МИКРОДВОЙНИКИ И РЕЛАКСАЦИЯ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ДЕФОРМИРОВАННОМ МАТЕРИАЛЕ	31
Козлов Э.В., Тришкина Л.И., Попова Н.А., Конева Н.А. ЯЧЕИСТАЯ ДИСЛОКАЦИОННАЯ СУБСТРУКТУРА.ЕЁ КОМПОНЕНТЫ И ЗА- КОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ	34
Конева Н.А., Тришкина Л.И., Козлов Э.В.	37

НАКОПЛЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПОЛИ- КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ГЦК СПЛАВОВ ТВЁРДЫХ РАСТВОРОВ	
Валиев Р.З., Клевцов Г.В., Ботвина Л.Р., Семенова И.П., Клевцова Н.А., Солдатенков А.П., Кашапов М.Р. КИНЕТИКА УСТАЛОСТНОГО РАЗРУШЕНИЯ ТИТАНА Grade 4 В СУБМИКРОК- РИСТАЛЛИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ	40
Рыбин В.В., Ушанова Э.А., Кузьмин С.В., Лысак В.И. РАЗВИТИЕ ПЛАСТИЧЕСКИХ СТРУЙ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ КОНТАКТА ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ.	42
Викуленков А.В., Волков А.Е., Евард М.Е., Макаров В.П., Маркачев Н.А., Успенский Е.С. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ВИБРОИЗОЛИРУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА КОС- МИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ С ЭЛЕМЕНТАМИ ИЗ СПЛАВА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ	45
Виноградов А.Ю., Ясников И.С. ЭВОЛЮЦИЯ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ САМОПОДОБНЫХ СТРУКТУР ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ТВЁРДОГО ТЕЛА	49
Ясников И.С., Денисова Д.А. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФОРМОИЗМЕНЕНИЯ ГАБИТУСА МИКРОКРИ- СТАЛЛОВ МЕДИ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ ПРИ ИНГИБИ- РОВАНИИ РОСТА ГРАНЕЙ {111}	51
Викарчук А.А., Дорогов М.В. СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ И МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ НА ОСНОВЕ МЕ- ТАЛЛА СПЕЦИФИЧЕСКИХ НАНО- И МИКРООБЪЕКТОВ С РАЗВИТОЙ ПО- ВЕРХНОСТЬЮ.	54
Корсуков В.Е., Бетехтин В.И., Варкентин М.А., Гиляров В.Л., Кадомцев А.Г. Корсукова М.М., Обидов Б.А., Слуцкер А.И. МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ РЕЛЬЕФОВ ПОВЕРХНОСТИ РАЗРЫВА МЕТАЛ- ЛИЧЕСКИХ СТЁКОЛ	56
Алехин В.П. ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДЕФОРМАЦИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛО- ЕВ МАТЕРИАЛОВ	58
Махмудов Х.Ф. ПРИРОДА РЕЛАКСАЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ МРАМОРА, НАВЕДЕННОЙ МЕХА- НИЧЕСКИМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЯМИ	60
Кадомцев А.Г., Гиляров В.Л., Дамаскинская Е.Е., Рассказов И.Ю. ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ УПРУГОЙ ЭНЕРГИИ, ВЫДЕЛЯЕМОЙ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ДЕФЕКТОВ В ГЕТЕРОГЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ	63
Романов Д.А., Будовских Е.А., Громов В.Е. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНЫХ ПОКРЫ- ТИЙ СИСТЕМЫ Ті–В–Си	66
Клявин О.В., Аруев Н.П., Болтенков Б.С., Поздняков О.Ф., Чернов Ю.М., Шпейзман В.В. ПОЛУЧЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНОГО ПОРОШКА ЦЕМЕНТА В СРЕДЕ ГЕЛИЯ	69
Бурлуцкая Д.М., Аникина В.И., Любанова А.Ш. ОЦЕНКА ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОЛЕС ПО ИХ МИКРОСТРУК- ТУРЕ	71
Смолянец Р.В., Москаленко В.А., Смирнов А.Р. НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАСТИЧНОСТЬ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТИ-	73
ТАНА, ПОЛУЧЕННОГО КРИОПРОКАТКОЙ	
--	-----
Бородин И.Н., Дудоров А.Е., Майер А.Е. ПРОЧНОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ МЕЛКОЗЕРНИСТЫХ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫ- СОКИХ СКОРОСТЯХ ДЕФОРМАЦИИ	76
Батаева Е.Д., Сапсай А.И., Трякина Н.Ю. АНАЛИЗ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТРУБОПРО- ВОДОВ В ПРОЦЕССЕ ЭКСПЛУАТАЦИИ ПРИ СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ ДАВЛЕ- НИЯХ	79
Батаева Е.Д., Сапсай А.И., Трякина Н.Ю. ФОРМИРОВАНИЕ ДИФФУЗИОННЫХ ПРОСЛОЕК В ЗОНЕ СПЛАВЛЕНИЯ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ КЛАССОВ	82
Шиховцов А.А., Мишин В.М. КИНЕТИКА ЛОКАЛЬНОГО ЗАМЕДЛЕННОГО РАЗРУШЕНИЯ СТАЛИ	85
Сибилёв А.В., Мишин В.М. РАЗДЕЛЕНИЕ ВНЕШНИХ И ВНУТРЕННИХ ФАКТОРОВ НА ТЕМПЕРАТУРУ ХЛАДНОЛОМКОСТИ СТАЛЕЙ	88
Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н. СТРУКТУРНЫЕ СОСТОЯНИЯ С ВЫСОКОЙ КРИВИЗНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ В СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ	91
Денисов К.И., Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Корчагин М.А., Корзников А.В. ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОРОШ- КА NB И СМЕСИ Nb+Al ПОСЛЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ И КРУЧЕНИЯ ПОД ДАВЛЕНИЕМ	94
Корчагин М.А., Дитенберг И.А., Денисов К.И., Тюменцев А.Н. МИКРОСТРУКТУРА И ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА ПОРОШКОВ МЕТАЛЛОВ РАЗНОГО КЛАССА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ МЕХАНИ- ЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ	96
Зголич М.В., Куринная Р.И., Старенченко В.А. ИЗМЕНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ДИСЛОКАЦИОННОЙ КОНФИГУРАЦИИ ПОД ДЕЙСТ- ВИЕМ ПРИЛОЖЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ	97
Приймак Е.Ю., Трякина Н.Ю., Соколов С.О., Крылова С.Е. ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТАВА В ПРОЦЕССЕ ТЕРМИЧЕ- СКОЙ ОБРАБОТКИ МИКРОЛЕГИРОВАННОЙ СТАЛИ 70Х3Г2ВТБ	100
Габдрахманова Л.А., Абзгильдин Я., Трубкулова С.Ф. ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИ- РОВАННОМ КОБАЛЬТЕ	103
Забродин П.А., Исаев Н.В., Русакова А.В. ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЗЕРНА И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЛОКАЛИЗАЦИЮ ПЛАСТИ- ЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ АІ И АІ–Li	105
Изотов В.И., Гетманова М.Е., Комков Н.А., Филиппов Г.А. ВЛИЯНИЕ ВАНАДИЯ НА СТРУКТУРУ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЫ- СОКОУГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ	108
Шабанов В.М. ЭФФЕКТИВНАЯ ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ ПРИ КИНЕТИЧЕСКОМ ИН- ДЕНТИРОВАНИИ	111
Черепанов Д.Н., Барбакова Е.А., Старенченко В.А., Слободской М.И. ВЛИЯНИЕ КИНЕТИКИ ПОРОГОВ НА ДВИЖЕНИЕ ВИНТОВЫХ ДИСЛОКАЦИ-	114

ОННЫХ СЕГМЕНТОВ И ГЕНЕРАЦИЮ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕ- ФЕКТОВ В ГЦК-МЕТАЛЛАХ	
Черепанов Д.Н., Барбакова Е.А., Старенченко В.А. ГЕНЕРАЦИЯ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В МОДЕЛЯХ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОР- МАЦИИ, ОСНОВАННЫХ НА КОНЦЕПЦИИ УПРОЧНЕНИЯ И ОТДЫХА	117
Чембарисова Р.Г., Александров И.В., Дун Ю. ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОЙ МЕДИ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ НАГРУЖЕНИИ	120
Березовская В.В., Соколовская Ю.А., Саврай Р.А., Пичугин А.В., Гулько А.Я. ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ НА ДЕФОРМАЦИЮ И ХАРАКТЕР РАЗРУШЕНИЯ ВЫСОКОАЗОТИСТЫХ АУСТЕНИТНЫХ Сг–Mn–Mo СТАЛЕЙ	123
Исакаев Э.Х., Ливанова О.В., Тюфтяев А.С., Филиппов Г.А. ВЛИЯНИЕ ИСХОДНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ КОЛЕСНОЙ СТАЛИ ПРИ ПЛАЗМЕННОМ УПРОЧНЕНИИ	126
Паклев В.Р. СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ КОМПОЗИТОВ ДЛЯ ТЕЛЕМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ.	129
Алексеева Л.Е., Буржанов А.А., Панкова М.Н., Филиппов Г.А., Кравченко Я.П. ВЗАИМОСВЯЗЬ ФАЗОВОГО СОСТАВА, СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ И УС- ТАЛОСТНОЙ ПРОЧНОСТИ СТАЛИ 23Х15Н5СМ3Г	131
Видюшенков С.А., Соколов Е.В. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ЧАСТНЫХ РЕШЕНИЙ ДЛЯ АНАЛИЗА НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ СОСТАВНЫХ ПЛАСТИН И ОБОЛОЧЕК	133
Петрикова Е.А., Иванов Ю.Ф. ЭЛЕКТРОННО-ИОННО-ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА СИСТЕМЫ AL–SI: СТРУКТУРА И СВОЙСТВА	137
Темнов О.В., Федоровский Г.Д. ЗАКОНОМЕРНОСТИ НЕЛИНЕЙНОЙ ПОЛЗУЧЕСТИ, ПОЛЗУЧЕСТИ И ДЛИ- ТЕЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ СВИНЦА	140
Федоровский Г.Д., Мальков В.М., Петрова Г.П., Темнов О.В., Евтихеев В.Е. ОСОБЕННОСТИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ, ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ РАЗ- ЛИЧНЫХ ПО ЖЕСТКОВТИ ОДНОРОДНЫХ И СОСТАВНЫХ ПОЛОС ЭЛАСТО- МЕРОВ С РАЗРЕЗОМ	143
Файзуллин Р.Р., Бучельников В.Д., Дробосюк М.О., Соколовский В.В., Таскаев С.В. ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЧЕТЫ- РЕХКОМПОНЕНТНЫХ СПЛАВОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ Ni–Fe–Mn– Ga	146
Давыдов Д.И., Степанова Н.Н., Ригмант М.Б., Казанцева Н.В. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЖАРОПРОЧНОГО НИКЕЛЕВОГО СПЛАВА ПОСЛЕ ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ	149
Чернов В.М., Романов В.А., Сивак А.Б., Сивак П.А. РАВНОВЕСНЫЕ И ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОБСТВЕННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ВАНАДИИ	151
Кустов А.И., Мигель И.А. КРИТЕРИИ ОЦЕНКИ ПРОЦЕССОВ ДИФФУЗИИ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ МАТЕ- РИАЛАХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ АКУСТОМИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ДЕФЕК- ТОСКОПИИ	154

Кустов А.И., Мигель И.А. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ДЕФЕКТНОСТИ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ НА ВЕРО- ЯТНОСТЬ ИХ РАЗРУШЕНИЯ АМД-МЕТОДАМИ	157
Демидова И.И. ВОЗМОЖНЫЕ РАЗРУШЕНИЯ ЗУБОВ	160
Дешевых В.В., Кульков В.Г. ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В СИСТЕМАХ С ПОРОГОВЫМ МЕХАНИЗМОМ ДЕ- ФОРМАЦИИ	163
Манухина Д.В., Потапов А.Е., Лосев А.Ю., Супрун И.В. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ УЛЬТРАЗВУКА НА РАБОТУ ИСТОЧНИКА ФРАНКА- РИДА В КРИСТАЛЛАХ ТИПА NaCl	166
Столяров И.Н., Крячкова Т.А. ПРОЧНОСТЬ И ДОЛГОВЕЧНОСТЬ ТЕКСТИЛЬНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПО- ЗИТОВ	169
Камышанченко Н.В., Кунгурцев М.С., Кунгурцев Е.С. ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ СТРУКТУРЫ И ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТЕХНИЧЕСКИ ЧИСТОГО ТИТАНА В РЕЗУЛЬТАТЕ ОТЖИГА В ДИАПАЗОНЕ 150-1100С.	171
Жога Л.В., Нестеров Л.В, Терех В.В., Баловнева С.В. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ СТЕНОК ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ РАЗРУШЕНИЯ СЕГНЕТОКЕРАМИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МЕХАНИЧЕ- СКОМ ПОЛЯХ	174
Иванов Ю.Ф., Петрикова Е.А., Тересов А.Д., Денисова Ю.А., Будовских Е.А., Гро- мов В.Е. ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРО- ВЗРЫВНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ ТЕХНИЧЕСКИ ЧИСТОГО ТИТАНА КОМПОЗИ- ЦИЕЙ (C + SiC).	176
Мещеряков Ю.И. ДВУХУРОВНЕВАЯ МОДЕЛЬ ДЕФОРМИРОВАНИЯ В ПЛОСКИХ УДАРНЫХ ВОЛНАХ	179
Мещеряков Ю.И., Жигачева Н.И., Диваков А.С., Барахтин Б.К., Коновалов Г.В., Калинин Г.Ю., Мушникова С.Ю. УДАРНО-ВОЛНОВОЕ ПОВЕДЕНИЕ АЗОТСОДЕРЖАЩИХ СТАЛЕЙ	182
Соловьева Ю.В., Геттингер М.В., Старенченко С.В., Старенченко В.А., Фахрутдинова Я.Д. ПОЛЗУЧЕСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ Ni ₃ Ge В УСЛОВИЯХ СУПЕРЛОКАЛИЗА- ЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	186
Саунина С.И., Тюменцев В.А. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФАЗ в C-SiC КОМПОЗИТЕ, СОДЕР- ЖАЩЕМ ВКЛЮЧЕНИЯ Al, Mn, Fe.	189
Беляев С.П., Реснина Н.Н., Сибирев А.В. ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИЯ НА НАКОПЛЕНИЕ НЕОБРАТИ- МОЙ ДЕФОРМАЦИИ В СПЛАВЕ НИКЕЛИДА ТИТАНА	191
Беляев С.П., Реснина Н.Н., Журавлев Р.Н. ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ, ДЕЙСТВУЮЩЕГО В ТАКТЕ НАГРЕВАНИЯ, НА ПРОИЗВОДСТВО РАБОТЫ СПЛАВОМ TiNi В СИММЕТРИЧНОМ ЦИКЛЕ	194
Беляев С.П.,Рубаник В.В.,Реснина Н.Н.,Рубаник В.В.мл, Ломакин И.В. СТРУКТУРА СВАРНОГО ШВА И ИЗМЕНЕНИЕ МИКРОТВЕРДОСТИ В БИМЕ- ТАЛЛИЧЕСКИХ КОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ СПЛАВА TiNi, ПОЛУЧЕННЫХ	197

СВАРКОЙ ВЗРЫВОМ	
Беляев С.П., Реснина Н.Н., Слесаренко В.Ю., Пилюгин В.П., Дроздова М.А. ПРОЦЕССЫ ВЫДЕЛЕНИЯ ТЕПЛА ПРИ НАГРЕВАНИИ СПЛАВА Ті 50.2 ат.%Ni, ПОДВЕРГНУТОГО ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	200
Абрамова М.М., Караваева М.В., Александров И.В. СТРУКТУРАВ АУСТЕНИТНОЙ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ ПОСЛЕ РАВНОКА- НАЛЬНОГО УГЛОВОГО ПРЕССОВАНИЯ	202
Sokolovskiy V.V., Buchelnikov V.D., Saunina S.I. MONTE CARLO SIMULATIONS OF THE MAGNETOCALORIC EFFECT IN Ni ₂ $Mn_{0.75}Cu_{0.25}Ga$ HEUSLER ALLOYS	205
Потапова А.А., Столяров В.В. ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА НИКЕЛИДА ТИТАНА НА ДЕФОРМИРУЕ- МОСТЬ С ТОКОМ	209
Горнакова А.С., Страумал Б.Б. СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЛАВОВ Zr-Nb С ПОМОЩЬЮ ДСК	211
Иванов А.М., Лукин Е.С. ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗАТРАТ ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ ОБРАЗЦОВ ИЗ НИЗКОЛЕГИРОВАННОЙ СТАЛИ, ПОДВЕРГНУТОЙ КОМБИНИРОВАННОЙ ОБРАБОТКЕ	213
Камышанченко Н.В., Кунгурцев Е.С., Кунгурцев М.С. СРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЦИРКОНИЯ И ТИТАНА ВТ1-0 ПОСЛЕ НАГРЕВА И МЕДЛЕННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ.	216
Гурьев А.М., Иванов С.Г., Гурьев М.А., Гармаева И.А., Левченко А.А. МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ БОРИДОВ ПРИ МНОГОКОМПОНЕНТНОМ ДИФ- ФУЗИОННОМ НАСЫЩЕНИИ СТАЛЕЙ БОРОМ, ХРОМОМ И ТИТАНОМ	219
Ушаков И.В., Сафронов И.С. ФОРМИРОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНСОЛИДИРОВАННЫХ АМОРФНО-НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ ТЕР- МИЧЕСКОЙ И ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКОЙ	222
Ушаков И.В., Сафронов М.С., Облицов И.В. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРОЖДЕНИЯ И РОСТА ТРЕЩИН В КОМПОЗИТЕ АМОРФНО-НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИЙ СПЛАВ – ПОЛИ- МЕРНОЕ ОСНОВАНИЕ	225
Надточий В.А., Уколов А.И., Нечволод Н.К. ОБРАЗОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ ПРИ ДЕ- ФОРМИРОВАНИИ В ТЕМПЕРАТУРНОМ ИНТЕРВАЛЕ (300-600)К	228
Фаизова С.Н., Рааб Г.И. НЕРАВНОВЕСНЫЕ СТРУКТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ВЫСОКО- ЭЛЕКТРОПРОВОДНЫХ МЕДНЫХ СПЛАВАХ ПРИ ОБРАБОТКЕ МЕТОДАМИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	231
Фаизов И.А., Чувыров А.Н., Рааб Г.И., Фаизова С.Н., Биккулова Н.Н. КИНЕТИКА АНСАМБЛЯ ЧАСТИЦ ВТОРИЧНЫХ ФАЗ В НИЗКОЛЕГИРОВАН- НЫХ ОЛОВЯННЫХ БРОНЗАХ ПРИ ОБРАБОТКЕ МЕТОДАМИ РКУП	232
Фаизова С.Н., Рааб Г.И., Саркееева Е.А.,СДж.Хуанг ВЛИЯНИЕ НАКОПЛЕННОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ПРОЦЕССЫ РЕКРИСТАЛЛИ- ЗАЦИИ СПЛАВА СИСТЕМЫ Си–Сг–Zr.	235
Кащенко М.П., Джемилев К.Н., Чащина В.Г. ВЕРОЯТНЫЕ ДИСЛОКАЦИОННЫЕ ЦЕНТРЫ ЗАРОЖДЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ α -	236

МАРТЕНСИТА ОХЛАЖДЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ПЛА- СТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ АУСТЕНИТА МЕХАНИЧЕСКИМ ДВОЙНИКО- ВАНИЕМ	
Кайгородова Л.И., Распосиенко Д.Ю., Пушин В.Г., Пилюгин В.П. ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СТАРЕЮЩЕГО СПЛАВА СИСТЕМЫ Al-Li-Cu-Zr ПРИ ДЛИТЕЛЬНОМ ВЫЛЕЖИВАНИИ ПОСЛЕ МЕГАПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	239
Белослудцева Е.С., Куранова Н.Н., Марченкова Е.Б., Пушин В.Г., Казанцев В.А., Ко- уров Н.И. ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОУПРУГИХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ И ТОН- КАЯ СТРУКТУРА СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ NiMn И NiAl	242
Зариковская Н.В., Зуев Л.Б. МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АЛЮМИНИЯ И ПАРАМЕТРЫ АВТОВОЛН ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ	245
Борисенко Е.Б., Борисенко Д.Н., Колесников Н.Н., Гартман В.К., Терещенко А.Н., Зверькова И.И., Тимонина А.В. ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА НОВОГО КЕРАМИЧЕСКОГО МАТЕРИЛА ZnSe(Te)	248
Красноперова Ю.Г., Дегтярев М.В., Воронова Л.М., Чащухина Т.И., Левит В.И. РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ НИО- БИЯ ПРИ НАГРЕВЕ ВЫШЕ И НИЖЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕРМОАКТИВИРУЕМО- ГО ЗАРОЖДЕНИЯ	251
Покрышкина Д.К., Красноперова Ю.Г., Дегтярев М.В. НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ СМК-СТРУКТУРЫ, СФОР- МИРОВАННОЙ В НИКЕЛЕ И МЕДИ ПРИ БОЛЬШОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕ- ФОРМАЦИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ	254
Гапонцева Т.М., Пилюгин В.П., Дегтярев М.В., Воронова Л.М., Чащухина Т.И., Пацелов А.М. СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ И СВОЙСТВА МОЛИБДЕНА ПРИ ХОЛОДНОЙ И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ	257
Воронова Л.М., Пилюгин В.П., Дегтярев М.В., Чащухина Т.И., Гапонцева Т.М. ВЛИЯНИЕ ДВОЙНИКОВАНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ СУБМИКРОКРИСТАЛ- ЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ	260
Белоусов А.В., Белоусов Г.С., Гетманова М.Е., Омельченко А.В., Филиппов Г.А. ЛЕГИРОВАНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ АЗОТОМ ДО СВЕРХРАВ- НОВЕСНЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ	263
Астафурова Е.Г., Тукеева М.С., Захарова Г.Г. ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ПРИ КРУЧЕНИИ ПОД КВАЗИГИДРОСТАТИЧЕСКИМ ДАВЛЕНИЕМ МОНОКРИСТАЛЛОВ ВЫСОКО- УГЛЕРОДИСТЫХ АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЕЙ Fe-13Mn-1,3C, Fe-13Mn-2,7Al-1,3C, Fe-28Mn-2,7Al-1,3C С РАЗНОЙ ЭНЕРГИЕЙ ДЕФЕКТА УПАКОВКИ	265
Алексеев А.Д., Фельдман Э.П. ПРЕДПОСЫЛКИ РАЗВИТИЯ ВЫБРОСА УГЛЯ, ПОРОДЫ И ГАЗА ИЗ ГАЗОНА- СЫЩЕННОГО УГОЛЬНОГО ПЛАСТА	269
Морозов В.А., Савенков Г.Г. ПРЕДЕЛЬНАЯ СКОРОСТЬ ТРЕЩИНЫ ВО ФРАКТАЛЬНОЙ СРЕДЕ	271
Савенков Г.Г., Барахтин Б.К., Лебедева Н.В., Ушанова Э.А. ВЛИЯНИЕ ОСТРОТЫ НАДРЕЗА КОНЦЕНТРАТОРА НАПРЯЖЕНИЙ НА МЕХА- НИЗМЫ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В СТАЛИ 10 ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ	274
	•

Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А. НАНОДИПОЛИ ЧАСТИЧНЫХ ДИСКЛИНАЦИЙ КАК НОСИТЕЛИ КВАЗИВЯЗ- КОЙ МОДЫ ДЕФОРМАЦИИ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЯХ.	277
Корсуков В.Е., Князев С.А., Буйнов А.Л., Обидов Б.А., Корсукова М.М., Немов С.А., ГОФРИРОВАННЫЕ АНИЗОТРОПНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛА- ТИНОВЫХ ФОЛЬГ	280
Хаймович П.А. ОСОБЕННОСТИ КРИОДЕФОРМИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ	283
Черняева Е.В., Хаймович П.А., Мерсон Д.Л. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЕФОРМИРОВАНИЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ И АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭКСТРУДИРОВАННОЙ МЕДИ	286
Черняева Е.В., Хаймович П.А., Мерсон Д.Л. О СТАБИЛЬНОСТИ МЕХАНИЧЕСКИХ И АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕДИ, ЭКСТРУДИРОВАННОЙ ПРИ 77 К	289
Миронова Л.И. КРИТЕРИАЛЬНЫЙ ПОДХОД В ПОСТРОЕНИИ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ МО- ДЕЛИ КОНСТРУКЦИИ С УЧЕТОМ ЕЁ ПРЕДЕЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ	291
Шевяко Н.А., Тюменцев А.Н., Астафурова Е.Г., Литовченко И.Ю., Чернов В.М., Ле- онтьева-Смирнова М.В. СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖА- РОПРОЧНЫХ СТАЛЕЙ ФЕРРИТНО-МАРТЕНСИТНОГО КЛАССА ПОСЛЕ РАЗ- ЛИЧНЫХ РЕЖИМОВ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ	294
Афонин Г.В., Калоян А.А., Хоник В.А. ВНУТРЕННИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ДЕФОРМАЦИОННОЙ ПРИРОДЫ В ОБЪЕМНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКЛАХ СИСТЕМЫ Pd–Cu–Ni–P	297
Фазлитдинова А.Г., Тюменцев В.А. ТЕКСТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПОЛИАКРИЛОНИТРИЛЬНОГО ВОЛОКНА ПРИ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ	300
Тараканов П.В., Шашурин Г.В., Хрущов М.М. К ПОСТРОЕНИЮ КИНЕТИЧЕСКОЙ ДИАГРАММЫ РОСТА ТРЕЩИН ДЛЯ НА- ВОДОРОЖИВАЕМЫХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ	303
Эгамов М.Х., Каримов С.Н. РОЛЬ ОДНООСНОГО РАСТЯЖЕНИЯ ДЛЯ СВЕТОПРОПУСКАНИЯ ПОЛИМЕР- НО-ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОМПОЗИЦИОННЫХ СИСТЕМ	306
Беломестных В.Н., Теслева Е.П. ВАРИАНТЫ РАЗНОПРЕДЕЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОПЕРЕЧНОЙ ДЕ- ФОРМАЦИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ	309
Захарова Г.Г., Астафурова Е.Г., Тукеева М.С., Найденкин Е.В., Рааб Г.И., Добаткин С.В. ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ СТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МИКРОЛЕГИРОВАННЫХ УГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЕЙ ПРИ РАВНОКАНАЛЬ- НОМ УГЛОВОМ ПРЕССОВАНИИ	311
Вьюненко Ю.Н. АНАЛИЗ МЕХАНИЗМА ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ЭФФЕКТА ПАМЯТИ ФОРМЫ	312
Федоткин А.А., Столяров В.В. ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ И РЕЖИМОВ ИМПУЛЬС- НОГО ТОКА НА ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ	315

ПРИ РАСТЯЖЕНИИ	
Босин М.Е., Гомозов Е.П. ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ ГРАНИЦ ДВОЙНИКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ВИСМУТА	316
Мальцева Л.А., Храмцова К.Д., Мальцева Т.В., Шарапова В.А. ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ НА ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ В МЕТАСТА- БИЛЬНЫХ СТАЛЯХ	318
Именной указатель	319
Содержание	322