## XIX Петербургские чтения по проблемам прочности,



посвященные 130-летию со дня рождения академика АН УССР Н. Н. Давиденкова

13 – 15 апреля 2010 г. Санкт-Петербург



Научный Совет РАН по физике конденсированных сред

Межгосударственный координационный Совет (МКС) по физике прочности и пластичности материалов

Санкт-Петербургский государственный университет

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Дом Ученых им. М. Горького РАН

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

## XIX

# Петербургские чтения по проблемам прочности,

посвященные 130-летию со дня рождения академика АН УССР Н. Н. Давиденкова

> 13 – 15 апреля 2010 г. Санкт-Петербург

## Сборник материалов

### Часть 2

Санкт-Петербург 2010

**XIX Петербургские чтения по проблемам прочности.** Санкт-Петербург, 13-15 апреля 2010 г.: сборник материалов. – Ч. 2. - СПб., 2010. - 388 с.

В сборнике опубликованы материалы докладов, представленные на XIX 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.

XIX Петербургские Чтения посвящены 130-летию со дня рождения академика АН УССР Николая Николаевича Давиденкова (1880-1962) – создателя крупнейшей отечественной школы, которая определила основные пути развития науки о прочности и пластичности материалов. Работы Н.Н. Давиденкова внесли неоценимый вклад в учение о хладноломкости, динамических свойствах материалов, остаточных напряжениях, линейной механике разрушения, коррозии и многих других фундаментальных и прикладных проблемах прочности.

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

#### СТРУКТУРНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ НАНОМАТЕРИАЛОВ

#### Глезер А. М.

#### Институт металловедения и физики металлов Г.В. Курдюмова ГНЦ «ЦНИИчермет им. И.П. Бардина», г. Москва.

Рассмотрена структурная классификация наноматериалов, основанная на различной природе наноразмерных элементов структуры, кардинально изменяющих физико-химические и механические свойства наноматериалов. В соответствии с ней нанокристаллы являются составной частью наноматериалов, включающих в себя кроме того наноструктурные (нанофрагментировнанные, нанофазные, нанопористые и другие) материалы. Предложена новая структурная классификация нанокристаллов с позиции деформационного поведения. Предложено разделить размерный ряд нанокристаллов на три группы: «большие», «средние» и «малые», в которых доминируют различные механизмы пластической деформации, определяемые преобладающим элементом структуры (собственно кристаллами, границами зерен или тройными стыками зерен соответственно). Сделано заключение, что при переходе от «больших» к «средним» и к «малым» нанокристаллам необходимо рассматривать не изменение определенных параметров в соотношении Холла-Петча, а перейти к рассмотрению принципиально нового соотношения, основанного на недислокационных механизмах пластической деформации в «средних» и «малых» нанокристаллах.

#### ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ СПЛАВОВ ПОСЛЕ МЕГАПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Глезер А. М.<sup>1</sup>, Добаткин С. В.<sup>2</sup>, Плотникова М. Р.<sup>1</sup>, Шалимова А. В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ЦНИИчермет им. И.П. Бардина, Россия, Москва, <sup>2</sup> ИМЕТ им. Байкова, Россия, Москва, gretxen@rambler.ru

Известно, что процессы мегапластической деформации (МПД) приводят к существенным структурно – фазовым изменениям в материалах с различным кристаллическим строением. В частности, пластическая деформация аморфных материалов в камере Бриджмена (мегапластический сдвиг под квазигидростатическим давлением) приводит к их нанокристаллизации [1].

В данной работе детально изучено влияние МПД в камере Бриджмена на физико-механические свойства аморфных сплавов типа «металл – металлоид» Ni<sub>44</sub>Fe<sub>29</sub>Co<sub>15</sub>Si<sub>2</sub>B<sub>10</sub>, Fe<sub>74</sub>Si<sub>13</sub>B<sub>9</sub>Nb<sub>3</sub>Cu, Fe<sub>57.5</sub>Ni<sub>25</sub>B<sub>17.5</sub>, Fe<sub>49.5</sub>Ni<sub>33</sub>B<sub>17.5</sub> и Fe<sub>70</sub>Cr<sub>15</sub>B<sub>15</sub>, полученных закалкой из расплава.

Показано, что на стадиях МПД, предшествующих нанокристаллизации, происходит существенное перераспределение атомов компонентов в пределах аморфного состояния, которое приводит к существованию нескольких «аморфных фаз» с различным композиционным ближним порядком. Как следствие, на этих стадиях МПД проявляются аномальные изменения физических свойств, в частности, резкое увеличение намагниченности насыщения. Обнаружено, что на ранних стадиях МПД для всех изученных сплавов кроме того происходит значительное снижение микротвердости. По мере дальнейшего возрастания величины МПД микротвердость монотонно возрастает, достигая значений, существенно превышающих исходные значения, характерные для аморфного состояния. Установлена существенная интенсификация диффузионных процессов, которые в случае МПД могут протекать как при комнатной, так и при более низкой температуре (77 К), приводя к эффектам нанокристаллизации. Обнаружено, что по мере возрастания величины деформации в камере Бриджмена наблюдается переход от негомогенного характера пластического течения к гомогенному (делокализация пластического течения), что сопровождается появлением эффектов нанокристаллизации, протекающей однородно по всему объему аморфной матрицы.

1. Глезер А.М. О природе сверхвысокой пластической (мегапластической) деформации.// Известия РАН. Сер. физич. 2007. Т. 71. № 12. С. 1764-1673.

#### ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ВИН-ТОВОЙ И ПРОДОЛЬНОЙ ПРОКАТКЕ НА СТРУКТУРУ И МЕХАНИЧЕ-СКИЕ СВОЙСТВА ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ1-0

#### Бетехтин В. И., Колобов Ю. Р.\*, Голосов Е. В.\*, Кадомцев А. Г., Кардашев Б. К., Нарыкова М. В.

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, г.Санкт-Петербург \*Научно-образовательный и инновационный Центр «Наноструктурные материалы и нанотехнологии» БелГУ, г.Белгород

В настоящее время для получения металлов и сплавов с субмикрокристалллической структурой и, как следствие, высокими механическими свойствами, широко используются различные методы интенсивных/больших пластических деформаций. В данной работе изучались структурные особенности и механические свойства субмикрокристаллического титанового сплава, полученного сочетанием поперечновинтовой (ПВП), радиально-сдвиговой (РСП) и продольной прокаток с использованием различных режимов деформации [1,2]. Указанные методы интенсивной деформации позволяют получить широкий ассортимент промышленных изделий (листы, пластины, прутки разного диаметра и др.), однако очень большие (выше некой «критической» величины) степени деформации могут приводить к «разрыхлению» части изделия с образованием пор и трещин.

В данной работе рассмотрено влияние двух, существенно отличающихся по воздействию на структуру и механические свойства, режимов РСП и ПВП.

При первом режиме исходные крупнозернистые заготовки сплава BT1-0 (размер зерен 22 мкм, диаметр заготовки 40 мм) подвергались РСП прокатке при 400°С до диаметра 20 мм, затем продольной прокатке при 400°С до диаметра 9,5 мм и, в заключение, ПВП прокатке при комнатной температуре до диаметра 8 мм. При втором, более жестком, режиме те же исходные заготовки подвергались РСП прокатке при 400°С до диаметра 16 мм, а затем ПВП прокатке при комнатной температуре до диаметра также 8 мм. Образцы, полученные при указанных режимах прокатки для снятия внутренних напряжений отжигались при 350°С в течении 3 часов.

Структурные исследования проводились с использованием растровой электронной микроскопии с определением размера и формы зерен и модифицированным методом малоуглового рентгеновского рассеяния (МРР), позволяющего оценивать параметры областей пониженной (например, нанопоры) и повышенной (выделения второй фазы и др) плотности в диапазоне их размеров от нескольких до нескольких сот нанометров. Для индентификации природы неоднородностей методом МРР изучались образцы до и после воздействия высокого (~ 1,5 Кбар) гидростатического давления, которое эффективно влияет на неоднородности пустотной природы. Плотность и её распределение по всему объему заготовок определялась методом гидростатического взвешивания. Упруго-пластические свойства образцов (модуль Юнга Е, декремент δ, напряжение микрокристаллического течения σ<sub>m</sub>) определялись акустическим резонансом методом составного вибратора на частоте 100кГц.

Прочность и пластичность образцов определялись при их растяжении при комнатной температуре на установке Instron 5882.

Электронномикроскопические исследования показали, что для первого режима интенсивной прокатки характерно образование однородной субмикрокристаллической структуры. Зерна имели глобулярную форму со средним размером  $\approx 0,2$  мкм. Плотность на всех участках заготовок оказалась одинаковой и по данным более десятков измерений составила 4,548±0,001 г/см<sup>3</sup>. Так как плотность исходных (до прокатки) заготовок 4,554±0,006г/см<sup>3</sup>, относительное разуплотнение образцов после первого режима прокатки очень небольшое,  $\Delta \rho / \rho \approx 0.13\%$ . Анализ данных показал, что при данном режиме прокатки наноразмерных неоднородностей пустотной природы практически не наблюдается.

При втором режиме прокатки образуется неоднородная субзеренная структура со средним размером  $\approx 1,2$  мкм. Измерения плотности выявило наличие областей, близких по плотности исходной заготовке (4,552±0,002г/см<sup>3</sup>) и областей с существенно более низкой плотностью (4,509±0,03г/см3), относительное разуплотнение которых по сравнению с исходным состоянием составило 0,99 %. Анализ данных МРР показал, что эти разуплотненные области содержат высокую концентрацию нанопор размером  $\approx 20$ нм.

Состояние	Предел прочно- сти МПа	Удлинение до разрыва %	Модуль Юнга, ГПа	δ·10 <sup>-5</sup>
Исходное	460	<u>34</u>	108,04	39
Режим 1	930	16	107,78	416
Режим 2	650	10	105,81	205
			107,56	210

Результаты механических испытаний для образцов двух режимов прокатки сведены в таблицу.

Низкое значение E для режима 2 относится к области пониженной, а высокое – повышенной плотности. Отметим, что ранее было показано, что введение нанопористости ведет к уменьшению Е субмикрокристаллического сплава алюминия [2].

Проводится анализ полученных данных по механическим свойствам с учетом результатов структурных исследований.

Делается вывод, что при определенных режимах интенсивной пластической деформации (к примеру, режиме 1) данный метод получения субмикрокристаллической структуры имеет ряд преимуществ перед методом равноканального углового прессования (РКУП).

В частности, при некоторых режимах РКУП для образцов титана [4], алюминия и его сплава [3, 5, 6] образуется нанопористость, которая может уменьшить или полностью нивелировать эффект упрочнения за счет образования субмикрокристаллической структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 09-02-00596-а).

- 1. Колобов Ю.Р. Технологии формирования структуры и свойств титановых сплавов для медицинских имплантатов с биоактивными покрытиями // Российские нанотехнологии. 2009. №11-12.
- 2. Ю.Р. Колобов, А.Г. Липницкий, М.Б. Иванов, Е.В.Голосов. Роль диффузионноконтролируемых процессов в формировании структуры и свойств металлических наноматериалов // Композиты и наноструктуры. – 2009. – №2. – С. 5-32/

- 3. В.И. Бетехтин, V. Sklenicka, I.Saxl, А.Г. Кадомцев, Б.К. Кардашев, М.В. Нарыкова ФТТ, 2010, август, в печати.
- 4. R. Lapovok, D. Tomys, J.Mang, Y.Estrin, T.C. Lowe Acta Mater. v.57, issue 10, 2909, (juli 2009).
- 5. V.I. Betekhtin, A.G. Kadomtsev, P. Kral, J. Dvorak, M. Sloboda, I.Saxl, V. Sklenicka Mater. Sci. Forum vols 567 568, 93, 2008.
- 6. В.И. Бетехтин, А.Г. Кадомцев Перспективные технологии и методы контроля, УО "ВГТУ", Витебск с.68 85, 2009.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КВАЗИСТАТИЧЕСКОЙ И ДИНАМИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

#### Романов А. Е., Sant S., Vecchio K.S., Колесникова А. Л., Орлова Т. С.

ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, <u>aer@mail.ioffe.ru</u> Indian Institute of Technology, Kharagpur, India, <u>sbsant@metal.iitkgp.ernet.in</u> University of California San Diego, CA 92093 USA, <u>kvecchio@ucsd.edu</u> ИПМАШ РАН, Санкт-Петербург, Россия, <u>kolesnikovanna@mail.ru</u> ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, <u>orlova.t@mail.ioffe.ru</u>

В последние два десятилетия активно исследуются физико-механические свойства объемных нанокристаллических материалов (НКМ). Считается [1,2], что уникальные физические и механические свойства НКМ определяются главным образом двумя факторами: (i) размером зерна и (ii) высокой плотностью границ раздела, другими словами, большой долей материала, приходящегося собственно на границы зерен. Границы раздела формируют 3D сетку линейных контактов и точечных узлов, плотность которых стремительно увеличивается с понижением размера зерна [3]. Эти общие положения, однако, требуют более детального экспериментального и теоретического наполнения для конкретных материалов и заданных условий внешнего воздействия. В частности представляют значительный интерес реакция НКМ на изменение условий нагружения от квазистатики до высоких скоростей деформации. В настоящей работе приводятся экспериментальные данные и теоретические модели изменения механических свойств НКМ в таких условиях.

Типичные деформационные кривые со скоростями нагружения от 10<sup>-3</sup> до  $1.2 \times 10^3$  сек<sup>-1</sup> для объемных НКМ приведены на рис. 1. Нанокристаллические материалы: чистый Ni и Ni–Fe сплавы, полученные методом электроосаждения, демонстрируют более высокий предел текучести и большее удлинение при увеличении скорости деформирования, в то время как обычные поликристаллы показывают больший предел текучести и уменьшение пластичности при аналогичных тестах [4]. Другой важной особенностью высокоскоростной пластической деформации оказываются квазипериодические изменения деформирующего напряжения, которые отчетливо видны на деформационных кривых. В рамках феноменологического подхода такие «колебания» обычно интерпретируются как результат динамического возврата. Однако полное понимание физических процессов, происходящих в НКМ, может быть получено только лишь на основе экспериментального и теоретического исследования перестроек, имеющих место в структуре деформируемого материала. В настоящее время мы проводим сравнительный электронно-микроскопический анализ дефектных структур в чистом Ni и Ni-Fe сплавах, подверженных как квазистатическому, так и высокоскоростному нагружению. В этом анализе основное внимание уделяется идентификации дисклинационных дефектов на границах зерен и в стыках границ зерен.

В ходе пластической деформации различные зерна деформируются неодинаково из-за их различной кристаллографической ориентации, что приводит к накоплению дефектов (дислокаций) на границах зерен. Эти дислокации ответственны за



**Рис. 1.** Деформационные кривые квазистатического QS (скорость деформации  $10^{-3}$  сек<sup>-1</sup>) и динамического DY (скорость деформации  $1.2 \times 10^3$  sec<sup>-1</sup>) нагружения чистого Ni и Ni–Fe сплавов, демонстрирующие увеличение прочности и пластичности при увеличении скорости деформации для HKM [4].

поддержание сплошности материала, т.е. обеспечивают выполнение

условий совместности деформации. Они являются мощными источниками внутренних механических напряжений И латентной энергии пластической деформации. Как отмечено, например в [5,6], захваченные границами зерен дислокации скольжения формируют сеть эквивалентных дисклинационных дефектов, расположенных в стыках зерен. Энергия, запасенная в границах зерен стыковыми дисклинациями и другими мезодефектами, может приводить к структурным перестройкам в ходе дальнейшей деформации. Структурные перестройки играют важную роль как при квазистатиче-

ском, так и при динамическом нагружениях с большой сдвиговой деформацией, см., например, результаты опубликованные в [7,8].

Мы провели моделирование процесса изменения субструктуры при пластическом деформировании в работе [9], где было показано, что в некотором произвольном зерне, содержащем стыковые дисклинации различной мощности, характеризуемыми коэффициентами g, q и k (рис. 2), зарождение нового зерна ведет к понижению запасенной энергии. Такое понижение энергии служит примером процессов динамической рекристаллизации и происходит за счет экранирования упругих полей стыковых дисклинаций полями дефектов, связанными с новым зерном. Произведенные расчеты показали, что выигрыш в энергии уменьшается по мере измельчения поликристаллической структуры.

Сходная модель формирования субструктуры при пластической деформации рассмотрена нами в [10]. В данном случае деление зерна происходит также за счет энергии стыковых дисклинаций, но осуществляется путем образования системы малоугловых границ, растущих из зернограничных стыков (рис. 3). Расчет энергетики данной структурной перестройки показал, что для зерен с длиной короткой стороны, превышающей 0.5  $\mu$ m, предложенное деление является энергетически выгодным при любом соотношении b/a сторон зерна и любой разориентации вновь образованных границ от 0 до  $\omega$ . Чем больше b/a, тем больше выигрыш в энергии при делении зерна по диагоналям. Равновесная разориентировка новых малоугловых границ почти не зависит от соотношения сторон, а зависит от степени симметрии исходной дисклинационной конфигурации v=(1+q+g+k). Условия деления зерен от 50 nm до 0.5

µm зависят как от параметра симметрии, так и от геометрии зерна. Показано, что существует предельный размер исходного зерна, равный примерно 100 nm, ниже которого деление в рамках предложенной модели энергетически невыгодно.





**Рис. 2.** Модель зарождения нового зерна [9] на одой из границ пробного зерна, содержащего стыковые дисклинации (g, q и k – параметры, характеризующие асимметрию дисклинационной квадрупольной конфигурации исходного зерна).

**Рис. 3.** Модель расщепления пробного зерна [10] за счет роста малоугловых границ от стыков зерна. (*a*) – малоугловые границы наклона (дислокационные стенки), прорастающие от стыковых дисклинаций с мощностями  $\omega$ , -*q* $\omega$ , -*g* $\omega$  и *k* $\omega$ . (*b*) – формирование четырех новых зерен, два из которых разориентированы по отношению к исходной ориентировке зерна на угол  $\omega_x$ .

Другими примерами роли дисклинационных дефектов в деформационных процессах в поликристаллах служат (i) колебательные перестройки в дефектной структуре обычных крупнозернистых материалов [11] (в настоящее время аналогичная модель находит свое применение для объяснения результатов, приведенных для НКМ на рис.1), а также (ii) объяснение аномальной зависимости деформирующего напряжения от размера зерна, полученное в рамках эстафетной модели [6].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 09-08-92650-ИНД а).

#### Список литературы

- 1. H. Gleiter. Prog. Mater. Sci. 33, 223 (1989).
- 2. R.Z. Valiev, R.K. Islamgaliev, I.V. Alexandrov. Prog. Mater. Sci. 45,103 (2000).
- 3. N. Wang, G. Palumbo, Z. Wang, U. Erb, K.T. Aust. Scripta Metall. Mater. 28, 253 (1993).
- 4. S.B.Sant, K. Vecchio, частное сообщение.
- 5. В.В. Рыбин. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М: Металлургия, 224с.(1986).
- 6. A.E. Romanov, A.L. Kolesnikova, Progr. Mater. Sci., 54, 740 (2009).
- 7. Yu. I. Mescheryakov, N.I. Zhigacheva, A.K. Divakov, I.P. Makarevich, B.K. Barakhtin. Physical Mesomechanics **10**, 275 (2007).
- 8. R.W.Armstrong, W. Arnold, F.J. Zerilli. J. Appl. Phys. 105, 023511 (2009).
- Т.С. Орлова, А.Е. Романов, А.А. Назаров, Н.А. Еникеев, И.В. Александров, Р.З. Валиев. Письма в ЖТФ 31, 23, 46 (2005).
- 10. A.A. Nazarov, N.A. Enikeev, A.E. Romanov, T.S. Orlova, I.V. Alexandrov, I. J. Beyerlein, R.Z. Valiev. Acta Mater. 54, 4, 985 (2006).
- 11. B.K.Barakhtin, S.A.Ivanov, I.A.Ovid'ko, A.E.Romanov, V.I.Vladimirov. J. Phys. D, 22, 519 (1989).

#### МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И СТРУКТУРА НАНО-И МИКРОКОМПОЗИТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ДИФФУЗИОННОЙ СВАРКОЙ И ПРОКАТКОЙ

#### Коржов В. П., Карпов М. И.

Учреждение Российской академии наук Институт физики твёрдого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл. korzhov@issp.ac.ru

В последние годы было показано, что использование методов интенсивной пластической деформации позволяет получать металлы и сплавы с ультрамелкозернистой структурой, имеющей размеры зёрен в субмикрокристаллическом (от 0,1 до 1 мкм) диапазоне, или нанокристаллической структурой с размерами структурных объектов <100 нм. Границы зёрен таких материалов насыщены дислокациями до такой степени, что коэффициент зернограничной диффузии на много порядков превышает коэффициент объёмной диффузии. В таком состоянии фундаментальные характеристики, физические и рабочие свойства материалов коренным образом отличаются от аналогичных свойств, характерных для тех же металлов и сплавов с крупнокристаллической структурой. Например, такие материалы характеризуются низкими значениями модулей Юнга и сдвига, высокими значениями пределов растворимости, низкими температурами Дебая и намагниченности насыщения, высокими прочностными свойствами при сохранении хорошей пластичности (так называемый парадокс интенсивной пластической деформации) [1].

Одной из разновидностей интенсивной пластической деформации является многократно повторяющаяся прокатка многослойных пакетов [2]. Если в первом цикле пакет может собираться из фольг двух и более разнородных металлов, то во втором цикле пакет собирается уже из фольг, полученных после первого цикла и т. д. На практике, чтобы продеформировать отдельную фольгу толщиной несколько десятых долей миллиметра до толщины 10 и менее нанометров, достаточно трёх циклов.

Таким способом были получены многослойные ленточные композиты с наноразмерными слоями меди и ниобия [3, 4], меди и железа [5], ниобия и NbTi- или NbZr-сплава с прослойками из меди или без них [6, 7].

Плоские многослойные нанокомпозиты или, так называемые, наноламинаты характеризуются тем, что толщина отдельных слоёв в них является параметром, определяющим механические свойства материала, так как она определяет длину пробега дислокаций в действующих системах скольжения. Кроме того, от толщины слоя зависит отношение площади межфазной границы к объёму фаз, которое играет решающую роль в процессах структурной перестройки при нагревах.

Выражением, связывающим механические характеристики материала с его микроструктурой, является известная зависимость Холла-Петча  $\sigma = \sigma_0 + K d^{0.5}$ , в которой параметром выступает размер зерна d,  $\sigma$  обозначает напряжение течения,  $\sigma_0$  и K – константы, определяемые из эксперимента. В многослойных материалах с толщинами слоёв в субмикрокристаллическом и нанодиапазоне в качестве параметра может выступать средняя толщина отдельного слоя t. Однако в литературе таких данных ещё недостаточно, а имеющиеся данные противоречивы, чтобы выстраивать какие-либо общие закономерности.

В работах [3–6] сначала для многослойных композитов Cu/Nb и Cu/Fe, а затем для Nb/Nb50Ti (50 масс.%Ti) были получены зависимости твёрдости при холодной прокатке нанокомпозитов от  $t^{-0.5}$ , где t – расчётная толщина слоёв, уменьшающаяся с увеличением обжатия, измеряемая в нанометрах. Для композитов Cu/Nb на зависи-

мости Холла-Петча можно было выделить два участка. В интервале толщин от 100 до 25 нм она имела вид:  $HV(M\Pi a) = 700 + 9600 \cdot t^{-0.5}$ , а в интервале 25–5 нм  $HV(M\Pi a) = 2310 + 1580 \cdot t^{-0.5}$ . Значимым эффектом для Cu/Nb-композита являлось уменьшение константы *K* в 6 раз, что означало изменение эффективности межслойных границ, как препятствий для скольжения дислокаций. Анализ кристаллографической текстуры в слоях меди и ниобия показал, что изменение наклона связано с тем, что в обоих слоях при достижении толщины 25 нм формируются текстуры, при которых плоскости и направления скольжения в обоих слоях становятся почти параллельными друг другу. Это облегчает передачу скольжения из слоя в слой.

В случае наноламината Nb/Nb50Ti [6], где оба компонента имеют ОЦКрешётку, текстура в обоих слоях одинакова, и передача скольжения легка при всех толщинах слоёв: HV(МПа) =  $1688 + 2125 \cdot t^{-0.5}$ . Отсюда вывод – константа *К* в зависимости Холла–Петча зависит от характеристики границы между двумя соседними слоями.

Для композита Cu/Fe [5] во втором технологическом цикле кривая изменения твёрдости HB в зависимости от истинной деформации была близка к параболической. Но в третьем технологическом цикле, когда толщина слоёв уменьшалась от 688 до 44 нм, упрочнение при прокатке хорошо описывалось зависимостью Холла-Петча, имеющей вид: HB =  $97 + 786 \cdot t^{-0.5}$ .

Если во всех вышеупомянутых наших работах изменение толщины слоёв контролировали в процессе прокатки композитов, то в [8] толщина слоя устанавливалась для конечных композитов Nb/Nb31Ti за счёт изменения в них общего количества слоёв при неизменной технологии получения. В интервале толщин от 148 до 12 нм зависимость Холла-Петча для твёрдости имела вид:  $HV(M\Pi a) = 1600 + 2280 \cdot t^{-0.5}$ . Видно, что это выражение очень хорошо совпадает с полученным ранее для композита Nb/Nb50Ti, подвергавшегося холодной прокатке в том же диапазоне толщин.





**Рис. 1.** Зависимости пределов текучести  $\sigma_{0,1}(a)$  и  $\sigma_{0,2}(b)$  и предела прочности  $\sigma_{b}(b)$  от  $t^{-0.5}(t -$ толщина слоя сплава Nb-31%Ti)

На следующем этапе исследований для композитов Nb/Nb31Ti были проведены механические испытания на растяжение. Предел текучести  $\sigma_{0,1}$  (рис. 1,*a*) достаточно хорошо может быть описан выражением Холла-Петча. Несколько хуже укладываются на прямую линию значения предела текучести  $\sigma_{0,2}$  (рис. 1, $\delta$ ) и наиболее плохо подчиняются прямой линии значения предела прочности  $\sigma_b$  (рис. 1,*в*). Для предела текучести  $\sigma_{0,1}$  зависимость Холла-Петча выглядит следующим образом:  $\sigma_{0,1}[M\Pi a] = 584 + 1032 \cdot t^{-0.5}$ . Несмотря на то, что  $\sigma_{0,2}$  и  $\sigma_b$  в зависимости от t<sup>-0,5</sup> не очень хорошо выражались прямой линией, для них так же были найдены численные значения напряжений  $\sigma_0$  и *K*:  $\sigma_{0,2}[M\Pi a] = 645 + 956 \cdot t^{-0.5}$  и  $\sigma_b[M\Pi a] = 750 + 814 \cdot t^{-0.5}$ . Оказалось, что с увеличением величины деформации, при которой фиксируется напряжение  $\sigma$ , в выражении Холла-Петча увеличивается  $\sigma_0$  и падает *K*.

Исследования влияния средней толщины слоёв на механические свойства многослойных композитов Cu/Fe были продолжены с целью получения новых данных по результатам испытаний на растяжение и 3-точечный изгиб. Испытания на изгиб проводились с приложением нагрузки как перпендикулярно, так и параллельно плоскости прокатки композита.

Влияние деформации на структуру и механические свойства (твёрдость, пределы прочности при изгибе и растяжении) изучалось для многослойных композитов Nb/Ti и Cu/Al в диапазоне толщины слоёв от микро- до наноразмерной области. Отдельное значение имеют исследования влияния температуры отжига на механические свойства нанокомпозитов, так как, вследствие сильного изменения коэффициентов диффузии и пределов растворимости эволюция структуры нанокомпозитов должна протекать в других временных промежутках, чем для тех же объёмных крупнокристаллических материалов.

Все названные выше многослойные композитные материалы содержали, как минимум, два компонента. Но определённый интерес представляют многослойные материалы, состоящие из одного металла или сплава. В работе [9] для проверки влияния эффекта близости на сверхпроводимость композитов Cu/Nb/NbTi была изготовлена многослойная лента, содержащая около 27800 слоёв сплава Nb–31%Ti толщиной 9,6 нм. Электронномикроскопические исследования показали, что межслойные границы сохранялись даже после 3-го технологического цикла. Этот результат подвигнул нас получить и исследовать многослойные однокомпонентные материалы из титана и сплава ЭП-678 (11,5%Cr; 9,3%Ni; 2%Ti; 1,9%Mo; остальное Fe)

#### Список литературы

- 1. Валиев Р.З., Александров И.В. Объёмные наноструктурные металлические материалы: получение, структура и свойства. М.: Академкнига, 2007, 398 с.
- Карпов М.И., Внуков В.И., Волков К.Г., Медведь Н.В., Ходос И.И., Абросимова Г.Е. Возможности метода вакуумной прокатки как способа получения многослойных композитов с нанометрическими толщинами слоёв // Материаловедение, 2004, №1, с. 48-53.
- Karpov M.I., Vnukov V.I., Medved N.V., Volkov K.G., Khodoss I.I. Nanolaminate-bulk multilayered Nb-Cu composite: technology, structure, properties // 15-th International Plansee Seminar, 2001. Proceedings. V. 4, p. 97-107.
- Карпов М.И., Внуков В.И., Гнесин Б.А., Абросимова Г.Е., Фролова Л.А., Терехова И.С., Коржов В.П., Ходос И.И. Особенности пластической деформации многослойного композита Cu-Nb при прокатке // Деформация и разрушение материалов, 2007, № 11, с. 2-6.
- 5. Карпов М.И., Внуков В.И., Медведь Н.В., Волков К.Г., Ходос И.И. Многослойный композит Си-Fe с нанометрической толщиной слоёв // Материаловедение, 2005, №1, с. 36-39.
- 6. Карпов М.И., Коржов В.П., Внуков В.И., Терехова И.С., Абросимова Г.Е., Ходос И.И. Особенности структуры и упрочнение при прокатке наноструктурного многослойного композита Nb-NbTi // Деформация и разрушение материалов, 2008, № 6, с. 18-21.
- 7. Карпов М.И., Коржов В.П., Внуков В.И., Зверев В.Н., Желтякова И.С. Сверхпроводящие свойства и микроструктура композитной ленты с наноразмерными слоями из сплава Nb-30 масс.%Zr // Физика и химия обработки материалов, 2009, №2, с. 5-9.
- 8. Карпов М.И., Коржов В.П., Внуков В.И., Терехова И.С. Механические свойства наноструктурных многослойных композитов Nb/Nb-31 масс.%Ті // Международный симпозиум

«Перспективные материалы и технологии». 25-29 мая 2009 г., Витебск, Беларусь. Сборник тезисов. Гл. ред. В.В. Рубаник. Витебск: УО «ВГТУ», 2009, с. 9.

 Korzhov V.P., Nikulov A.V., Zverev V.N. Second Critical Magnetic Field of Multilayer Conductor with Nanodimention Layers of Superconducting NbTi Alloy. // International Conference "Functional Materials". ICFM-2009. Abstracts. October 5-10, 2009. Partenit, Crimea, Ukraine. Simferopol: Taurida National V.I. Vernadsky University, 2009, p. 210.

#### ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДЕФОРМАЦИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МАТЕРИАЛОВ И ПОЛУЧЕНИЯ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

#### Алёхин В. П.

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

Выявление физических закономерностей пластической деформации и разрушения поверхностных слоев твердого тела представляет актуальную проблему физики прочности и пластичности, поскольку свободная поверхность, являясь специфическим видом плоского дефекта в кристалле, оказывает существенное влияние на его физико-механические свойства. Основной причиной невоспроизводимости и противоречивости экспериментальных данных по наличию вблизи свободной поверхности после деформации градиента плотности дислокации у различных авторов является релаксация дислокационной структуры образцов в процессе разгружения и последующего структурного исследования. В целях подавления процессов релаксации дислокационной структуры В качестве основных рабочих объектов были выбраны материалы с жесткой алмазоподобной и ОЦК-решеткой: Si, Mo, Nb. При этом на бездислокационных образцах Si, поли- и монокристаллах Мо и Fe, деформированных сжатием на «Инстроне», послойными металлографическими и электронномикроскопическими исследованиями, методом микротвердости, методом каналирования и обратного рассеивания протонов показано, что микропластическая деформация материала начинается на упругой стадии деформирования значительно раньше достижения макроскопического предела пропорциональности и предела текучести и протекает в основном в приповерхностных слоях на глубине до 40-70 мкм, не затрагивая его внутренние объемные слои.

В результате на начальной стадии деформирования вблизи свободной поверхности образуется градиент повышенной плотности дислокаций, который оказывает существенное влияние на общую кинетику деформационного упрочнения образцов в целом. Установлено, что преимущественный вклад в кинетику формирования первичного зуба текучести обусловлен процессами термоактивируемого размножения дислокаций на псевдоупругой стадии деформации, протекающими в основном в приповерхностных слоях. Показано, что большая часть рассеяния энергии упругих колебаний при измерении внутреннего трения, акустическая эмиссия и эффект Кайзера в деформированных образцах Мо обусловлены дислокационными процессами, происходящими вблизи поверхности. Методом резерфордовского обратного рассеяния протонов измерен истинный профиль распределения дислокаций по глубине деформированного слоя в монокристалле Мо. Наличие максимума плотности дислокаций на некоторой глубине от поверхности обусловлено релаксацией дислокационной структуры в результате действия дислокационных сил изображения.

Образование градиента повышенной плотности дислокаций вблизи поверхности должно оказывать дополнительное сопротивление дислокациям, выходящим из объема кристалла на его поверхность. Удаление этого приповерхностного градиента дислокаций, служащего дополнительным источником дальнодействующих и короткодействующих напряжений, уменьшает текущее значение деформирующего напряжения на 25% и существенно изменяет макроскопическую кинетику деформационного упрочнения кристалла. О барьерном эффекте приповерхностного градиента дислокаций свидетельствуют также данные по появлению повторного зуба текучести после разгружении и повторного нагружения, т.е. так называемого эффекта Хаазена-Келли. Эффект полностью исчезает при сполировывании поверхностного слоя. Таким образом, традиционная трактовка эффекта Хаазена-Келли с позиций релаксационного перераспределения дислокационной структуры во всем объеме деформированного образца является неверной, поскольку данный эффект согласно полученным данным является сугубо поверхностным и обусловлен, во-первых, наличием поверхностного градиентного слоя и, во-вторых, переползанием дислокаций в поверхностном слое во время разгружения за счет «засасывания» вакансий с поверхности вследствие изменения их химического потенциала в поле изменяющихся напряжений. Эксперименты на Мо показали, что увеличение скорости полировки поверхности во время деформации уменьшает эффективную величину энергии активации и увеличивает активационный объем, вследствие удаления приповерхностного градиента повышенной плотности дислокации и соответствующего увеличения эффективного напряжения сдвига.

Рассмотрены основные причины, ответственные за аномальные особенности пластического течения вблизи свободной поверхности с позиций особенностей зарождения, размножения и термоактивируемого движения дислокаций вблизи поверхности и в объеме кристалла. Плотность гетерогенных источников дислокаций вблизи поверхности, как правило значительно больше, чем в объеме кристалла, вследствие наличия дополнительного спектра гетерогенных источников в виде поверхностного рельефа, ступенек, окисла и др. Процесс гетерогенного зарождения дислокаций следует рассматривать с позиций термоактивируемого процесса, а реализация теоретической прочности кристалла на сдвиг при гетерогенном зарождении является лишь частным случаем безактивационного зарождения дислокаций, оценивающим лишь верхний предел максимального напряжения вблизи инородного фазового включения или другого типа концентратора напряжений. Поэтому напряжение гетерогенного зарождения чаще всего значительно меньше теоретической прочности кристалла на сдвиг и является функцией типа, размера, геометрической формы включения, а также величины параметра несоответствия. Рассмотрен еще вариант поверхностного зарождения дислокаций при низких напряжениях, основанный на возникновении некоторой концентрации напряжений вблизи межфазной границы раздела «кристалл-окисел», вследствие разности их модулей упругости. При этом, в случае слабой адгезии окисной пленки с кристалла можно ожидать реализации межфазного сдвига и образования дислокаций, что было подтверждено соответствующими расчетными оценками. В случае сильной адгезии окисла с кристаллом, вследствие возникающей локальной концентрации напряжений, может быть реализована конденсационная модель зарождения дислокационных петель. Сущность ее состоит в том, что вследствие изменения химического потенциала точечных дефектов в поле напряжений при одноосном сжатии происходит пресыщение по вакансиям и недосыщение по междоузлиям. Возникающее пресыщение по точечным дефектам приводит к их конденсации в кластеры и петли непосредственно в условиях активного нагружения, и если размер этих скоплений превысит некоторый критический размер, а также если петля не захлопнется под действием сил линейного натяжения, то в дальнейшем они могут служить источниками для размножения дислокаций. Проявление данной модели наиболее вероятно в области малых и средних величин напряжений, а также в условия медленных скоростей деформирования (на-

пример, при ползучести и, особенно, в условиях циклического приложения нагрузки, позволяющих за каждый цикл разгружения «засасывать» вакансии со свободно поверхности, а во время каждого последующего никла сжатия конденсировать их в кластеры и петли, увеличивая таким образом размер петель и их плотность вблизи поверхности. Преимущественному действию приповерхностных источников дислокаций способствуют силы изображения, расчетная оценка которых показала, что напряжения изображения, являясь функцией размера петли и ее расстояния до поверхности, могут достигать весьма больших величин, порядка нескольких десятков и даже сотен кг/мм<sup>2</sup>. При этом силы изображения могут, во-первых, способствовать созданию специальных, чисто поверхностных моделей дислокационных источников типа источников Фишера или дипольных источников по модели Хаазена, а также преврашению под действием сил изображения обычных двухполюсных источников Франка-Рида в однополюсные типа Фишера на расстояниях от свободной поверхности, равных примерно половине длины источника, что составляет, например для меди, величину порядка 3-6 мкм. Существенное влияние сил изображения на кинетику размножения дислокаций заключается в том, что вследствие «обрезания» (уменьшения) внутренней обратной компоненты напряжений запирающей источник, при одинаковом уровне внешне приложенных напряжений, эффективное напряжение у поверхности значительно выше, чем в объеме кристалла. Это, как следствие, приводит к тому, что, поверхностные источники начинают работать первыми, поскольку напряжения генерирования дислокаций у поверхности оказываются меньшими, чем в объеме кристалла. Причем эффект тем больше, чем ближе находится источник к поверхности. Поверхностные источники генерируют большее количество петель, чем аналогичные источники в объеме кристалла. Кроме того, поскольку эффективное напряжение, действующее на дислокации у свободной поверхности вследствие эффекта обрезания внутренних напряжений выше, чем в объеме кристалла, дислокации, генерируемые поверхностными источниками, могут преодолевать препятствия более легко и скользить на большее расстояние от источника, чем внутри кристалла. Рассмотрены особенности термоактивируемого движения дислокаций вблизи свободной поверхности. Проведены оценки энергии активации движения дислокаций в приповерхностных слоях Si и Mo. Найденные различными экспериментальными методами значения энергии активации находятся в удовлетворительном соответствии друг с другом и почти в 2 раза ниже значения энергии активации для процесса пластического течения внутренних объемных слоев материала, которое определялось графоаналитическим способом по температурно-скоростному изменению верхнего предела текучести. Основными причинами, ответственными за эти эффекты, являются облегченные условия зарождения точечных дефектов (более низкие значения энергии активации образования вакансий и междоузлий) и соответственно более высокие значения их равновесных концентраций в приповерхностном слое с особой динамикой решетки и атомно-электронной структурой материала, которые способствуют неконсервативному движению ступенек на винтовых и смешанных компонентах дислокационной структуры. Учитывая, что свободные и внутренние (межграничные и межфазные) поверхности очень сильно развиты в композиционных и нанокристаллических материалах их роль проиллюстрирована на примере обработки закаленной инструментальной стали 4Х5МФ1С. Методом просвечи-(увеличение вающей электронной микроскопией высокого разрешения ×10<sup>6</sup>)показано, что с использованием данной нанотехнологии можно получить размер зерна 5-7 нм, что повышает твердость до 70 HRC, уровень внутренних сжимающих напряжений до 850 MПа/мм<sup>2</sup>, а предел усталостной прочности возрастает в 2 раза. При этом такая нанотехнология позволяет обрабатывать массивные детали больших размеров, в частности, был обработан вал прокатного стана диаметром 800 мм, длиной 1500 мм и весом 5200 кг.

#### КИНЕТИЧЕСКОЕ ИНДЕНТИРОВАНИЕ В ПРОБЛЕМАХ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

#### Булычев С. И, Алехин В. П.

## Московский государственный индустриальный университет, Россия <u>bsi2@mail.msiu.ru</u>

Линейный масштаб локального очага пластической деформации при нано-, микро- и макроразмерах опечатка изменяется более чем в 1000 раз, а его объем – более чем в 10<sup>9</sup> раз. Возникает возможность охарактеризовать сопротивление пластическим деформациям на характерных структурных уровнях материала, а по статистическим характеристикам индентирования – неоднородность структуры материала.

Для этого необходимо, прежде всего, установить параметры подобия для перехода от трехосного напряженного состояния к одноосному. Далее необходимо учесть рост скорости деформации с уменьшением размера отпечатка и ее зависимость от логарифма скорости деформации. Гистерезис возникает, когда в упруго нагруженном материале появляются локальные зоны пластической деформации. Эта локализация при индетировании выражена экстремально, поэтому обсуждается природа гистерезиса, изменяющегося на порядок.

Характерный вид диаграммы «нагрузка на индентор P – глубина отпечатка h» (диаграмма P–h) показан на рис. 1.



**Рис. 1.** Типичная диаграмма вдавливания с тремя участками: 1 – нагружения; 2 – выдержки под нагрузкой; 3 – разгружения и повторного нагружения с регистрацией петли гистерезиса шириной δ. Геометрия участка 1 зависит от формы индентора.

Анализ диаграммы Р-h выполняется в нормированных (безразмерных) параметрах [1] и применим к их описанию в масштабах нано-, микро- и макроразмеров отпечатков. По участку 1 рассчитывается зависимость твердости  $H_h$  от h. Условная величина  $H_h$  переводится в истинное среднее контактное давление НМ (твердость по Мейеру) с учетом упругого восстановления отпечатка и зависимости относительной деформации  $\varepsilon$  в отпечатке  $d_c$  сферического индентора диаметром D от степенного показателя Мейера n [2]. Диаметр d<sub>c</sub> – это диаметр фактической площади контакта с учетом пояса упругого контакта [1]. При наноиндентировании вершина любого острого индентора закруглена и анализ отпечатка сферического индентора приобретает универсальный характер.

По участку 2 определяется зависимость твердости от логарифма скорости

деформации [3]. Чувствительность твердости к скорости деформации резко возрастает при переходе от материалов с ГЦК-решеткой к материалам с ОЦК-решеткой, ионным кристаллам и полимерам. Соответственно возрастает критическая температура хрупкости.

Разгружение и повторное нагружение на участках 3 регистрирует петлю гистерезиса шириной  $\delta$  и изотропный модуль продольной упругости. Для кристаллов ку-

бической сингонии – это модуль Юнга вследствие их изотропии к воздействию гидростатического давления. Анализ диаграммы P-h начинается с определения модуля Юнга по формуле, установленной в работе [4], которую принимают за основу при анализе диаграмм P-h [5]. В работах [6, 1] получены в дополнение к выражению [4] еще две инвариантные формулировки закона Гука для условий локального пластического контакта. Они учитывают характер распределения среднего давления по площади фактического контакта. Он оценивается показателем *m* [6], см. рис. 1:

#### $m = w/w_1$

где  $w_1$  – нормальное смещение в модели упругого нагружения плоского штампа диаметром  $d_c$  (минимальная величина, см. рис. 1); предельную величину  $w = 2w_1$  получаем в модели упругого нагружения конического индентора, для сферического индентора  $w/w_1 = 1,5$ . Инвариантное выражение для закона Гука принимает следующий вид:

$$w/d_c = m(\pi/4)(HM/E^*)$$

где  $w/d_c = w/\sqrt{A(\pi/4)}$ ;  $A = \pi d_c^2/4$  – площадь контакта,  $E^*$  – контактный модуль уп-

ругости [1, 5], суммирующий упругие модули материалов контактной пары. В упругопластических отпечатках m = Поверхность границы пластической зоны под отпечатком (ПЗ) близка к полусфере и не зависит от формы (круглой или квадратной) отпечатка. Поэтому для квадратного отпечатка площадью A используем равенство  $d_c$ 

$$=\sqrt{A\left(\frac{\pi}{4}\right)}$$

Пластическая деформация в отпечатках  $d_c/D$  и эквивалентных пирамидальных отпечатках зависит от коэффициента деформационного упрочнения материала (по-казателя Мейера n):

$$\varepsilon = \alpha (d/D)^{\beta};$$
  

$$\alpha = 0.15 + 1.85(n-2)^{1.4};$$
  

$$\beta = 1.18 + (n-2)^{1.6}.$$

С ростом n от 2 до 2,5 деформация увеличивается ~ в 2 раза.

Для объяснения природы гистерезиса предложена модель, которая исходит из того, что упруго нагруженная ПЗ состоит из упругой и растянутой части. Их доля зависит от эффектов «pile-up» и «sink-in» [5] (или от показателя n). С уменьшением n в «растянутой» зоне возникает эффект «pile-up». При разгружении в ней возникают дополнительные пластические деформации, и гистерезис резко растет. При напряжениях до предела текучести ПЗ в виде гидростатического ядра Джонсона [1, 5] расширяется в окружении упругого полупространства. Гистерезис возрастает с ростом напряжений по закону, близкому к экспоненциальному.

Структурная неоднородность материала оценивается по 2 статистическим характеристикам: по зависимости коэффициента вариации твердости  $H_h$  от h и по гистограммам твердости при ряде фиксированных значений h в пределах диаграммы P-h.

При индентировании твердых покрытий прочность связи на границе с основным материалом проявляется в виде перелома или спонтанного резкого падения твердости  $H_h(h)$  [7].

Твердость  $H_h$  и традиционная твердость H могут различаться в 2 раза. Для одновременного измерения обеих величин твердости предложен специндентор [1, 7]. Он образован двумя пересекающимися профилями и изготавливается по базовой технологии заточки индентора Роквелла.

1. Булычев С.И. Основы кинетического нано-, микро- и макроиндентирования. М.: Изд. МГИУ. 2008 – 288 с.

- 2. Булычев С.И., Матюнин В.М., Узинцев О.Е. Определение механических свойств по твердости на основе новых параметров подобия. Определение пластической деформации в отпечатке // Деформация и разрушение материалов. 2006, № 5, с. 19-22
- 3. Алехин В.П., Булычев С.И. Определение активационного объема по изменению твердости //ДАН СССР, 1978, № 4, с. 154-156.
- 4. Булычев С.И., Алехин В.П., Шоршоров М.Х. и др. Определение модуля Юнга по диаграмме вдавливания индентора // Заводская лаб., 1975. **41**. №9, с. 1137-1141.
- 5. Федосов С.А., Пешек Л. Определение механических свойств материалов микроиндентированием (современные зарубежные методики- обзор). М.: МГУ, 2004. – 98 с.
- Алехин В.П., Булычев С.И. Расчет механических характеристик при испытании на вдавливание с учетом упругих деформаций. // Физика и хим. обработки. мат., 1978. №3, с. 134-138.
- 7. Булычев С.И., Алехин В.П. Испытание материалов непрерывным вдавливанием индентора. М.: Машиностроение, 1990 224 с.

#### ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ ФАКТОРОВ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ПОЛИ- И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ К ШЕЙКООБРАЗОВАНИЮ

#### Малыгин Г. А.

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

Получение высокопрочного состояния материала сопровождается, как правило, автоматическим снижением его пластичности. Особенно существенно это обстоятельство проявляется в условиях деформации растяжения, поскольку локализация деформации в шейке приводит к пластическому разделению (разрушению) материала на начальной стадии деформации. Проблеме шейкообразования Н.Н. Давиденковым уделялось большое внимание, о чем свидетельствует его классическая работа по определению напряженного состояния в шейке растягиваемого образца [1].

В настоящее время эта проблема вновь обратила на себя внимание в связи с созданием высокопрочных нанокристаллических и наноструктурированных (например, методом РКУП) металлов и сплавов. Оказалось, что эти материалы не избежали общей закономерности и в условиях деформации растяжения без принятия специальных мер разрушаются с образованием шейки после 2-3 % деформации [2,3].

Обсуждению этого вопроса и его анализу в рамках дислокационнокинетического подхода, учитывающего влияние структурных факторов на шейкообразование, и посвящено настоящее сообщение.

Величина равномерной деформации  $\varepsilon_u$  и соответствующее ей напряжение  $\sigma_u$  (условный предел прочности) начала возникновения пластической неустойчивости типа шейки определяются известным критерием Консидера  $d\sigma/d\varepsilon < \sigma$ . Здесь  $d\sigma/d\varepsilon = d\sigma_d/d\varepsilon = \theta(\varepsilon)$  – коэффициент деформационного упрочнения,  $\sigma = \sigma_0 + \sigma_d(\varepsilon)$  – напряжение течения,  $\sigma_0$  – не зависящее от деформации  $\varepsilon$  сопротивление движению дислокаций,  $\sigma_d(\varepsilon) = m\alpha\mu b\rho(\varepsilon)^{1/2}$  – зависящая от деформации величина дислокационного (деформационного) упрочнения материала,  $\rho$  – плотность дислокаций,  $\alpha$  – постоянная взаимодействия дислокаций,  $\mu$  – модуль сдвига, b – вектор Бюргерса, m = 3.05 - фактор Тейлора для поликристалла. В качестве примера, иллюстрирующего, почему повышение прочности материала в результате, например, роста сопротивления движению дислокаций  $\sigma_0$  закономерно приводит к сильному снижению величины равномерной деформации  $\varepsilon_u$ , рассмотрим кинетическое уравнение для плотности дислокаций  $d\rho/d\gamma = k_f \rho^{1/2} - k_a \rho$ . Оно описывает эволюцию плотности дислокаций  $\rho$  в мате-



**Рис. 1.** Графическое решение условия Консидера  $\theta(\varepsilon) = \sigma_0 + \sigma_d(\varepsilon)$  при разных значениях предела текучести  $\sigma_0$  (прямые 2-5).



**Рис.2.** Зависимость деформации начала образования шейки  $\varepsilon_u$  от предела текучести  $\sigma_0$  согласно формуле (1) при величине коэффициента аннигиляции дислокаций  $k_a$ : 1-10, 2-4, 3-2.

риале при размножении движущихся дислокаций на дислокациях леса  $(bk_f \approx 10^{-2})$  и учитывает аннигиляцию винтовых компонент дислокационных петель механизмом поперечного скольжения  $(k_a = 1 - 10 - коэффициент анниги$ ляции,  $\gamma = m\epsilon$  - деформация сдвига). Рассматриваемому кинетическому уравнению соответствует следующая зависимость коэффициента деформационного упрочнения в от величины деформационного упрочнения материала  $\theta = \theta_2 \left( 1 - \sigma_d / \sigma_m \right),$ В которой

 $\sigma_d = \sigma_m \left( 1 - \exp(-1/2mk_a \varepsilon) \right),$ 

 $\theta_2 = (1/2)m^2 \alpha(bk_f)\mu - коэффици$ ент деформационного упрочненияна второй (линейной) стадии упрочнения кристаллов с ГЦК ре $шеткой, <math>\sigma_m = m\alpha(bk_f/k_a)\mu$ - напряжение, соответствующее концу третьей стадии упрочнения (стадии динамического отдыха,  $\varepsilon \to \infty$ ).

На рис. 1 в координатах  $\theta/\theta_2 - \sigma_d/\sigma_m$  приведено графическое решение условия Консидера. Кривая 1 на рисунке иллюстрирует зависимость коэффициента  $\theta$  от величины напряжения  $\sigma_d$ , а кривые 2–5 зависимость напряжение течения  $\sigma = \sigma_0 + \sigma_d$  от этого напряжения при разной величине напряжения  $\sigma_0$ . Обозначенные кружками с крестиком места пересечения этих зависимостей, соответствуют выполнению этого критерия. Они показывают, что, чем больше

исходная прочность материала  $\sigma_0$ , тем при все меньшей величине напряжения  $\sigma_d$ , а, следовательно, и величине деформации  $\varepsilon = \varepsilon_u$  начинает формироваться шейка на растягиваемом образце.

Зависимость деформации  $\varepsilon_u$  от напряжения  $\sigma_0$  при разных значениях коэффициента аннигиляции дислокаций  $k_a$  приведена на рис. 2. Кривые рассчитаны согласно соотношению, вытекающему из аналитического решения критерия Консидера,

$$\varepsilon_u = \frac{2}{mk_a} \ln \frac{1 + (1/2)mk_a}{1 + (1/2)mk_a(\sigma_0/\theta_2)}.$$
 (1)

Из него следует, что деформация  $\varepsilon_u$  определяется двумя структурно-чувствительными факторами: напряжением  $\sigma_0$ , независимо от того, чем достигнут рост прочности материала (легированием [4], ростом напряжения Пайерлса [5] или ростом плот-



**Рис. 3.** Зависимость величины равномерной деформации  $\varepsilon_u$  в нанокристаллической меди от предела текучести  $\sigma_v$  [3].

ности радиационных дефектов [6]), и коэффициентом аннигиляции винтовых дислокаций  $k_a$ , зависящим от величины энергии дефектов упаковки [4] и напряжения Пайерлса [5].

Что касается нанокристаллических и наноструктурированных РКУП материалов, то их высокая прочность определяется эффектом зернограничного упрочнения Холла-Петча,  $\sigma_y \sim d^{-1/2}$ , где  $\sigma_y$  – предел текучести, *d* – размер зерна. На рис. 3 приведены данные [2] по зависимости величины равномерной деформации є, в нанокристаллической меди от предела текучести при варьировании размера зерен в интервале от 100 нм до 5 мкм.

Видно, что рост прочности наноматериала в результате зернограничного упрочнения сопровождается сильным снижением деформации  $\varepsilon_u$ . Теоретическая кривая получена в предположении, что кинетическое уравнение для эволюции плотности дислокаций в наноматериале включает процесс генерации дислокаций из границ нанозерен, иммобилизацию и аннигиляцию дислокаций в границах, но не содержит члена, описывающего размножение дислокаций на дислокациях леса [7]. Это обстоятельство сильно снижает коэффициент деформационного упрочнения наноматериала. Одним из методов его повышения является создание бимодальных нано-микрокомпозитных зеренных структур, в результате чего пластичность наноматериала существенно возрастает за счет размножения дислокаций на дислокаций на дислокациях леса в микрозернах, при этом заметной потери прочности наноматериала не происходит [2,8].

- 1. Н.Н. Давиденков, Н.И. Спиридонова. Заводская лаборатория, 11(6), 583 (1945).
- 2. Y. Wang, M. Chen, F. Zhou, E. Ma. Nature 419(6), 912 (2002).
- 3. N. Tsuji, Y. Ito, Y. Minamino. Scripta Mater. 47(7), 893 (2002).
- 4. Г.А. Малыгин. ФТТ 47(2), 236 (2005).
- 5. Г.А. Малыгин. ФТТ 47(5), 870 (2005).
- 6. Г.А. Малыгин. ФТТ 47(4), 632 (2005).
- 7. Г.А. Малыгин. ФТТ 49(6), 961 (2007).
- 8. Г.А. Малыгин. ФТТ 50(6), 990 (2008).

#### СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ НЕЛЕГИРОВАННЫЙ ТИТАН МЕДИЦИНСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ

#### Иванов М. Б., Колобов Ю. Р.

Научно-образовательный и инновационный центр «Наноструктурные материалы и нанотехнологии», Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия, Ivanov.Maxim@bsu.edu.ru

В последние полтора десятилетия авторы с сотрудниками разрабатывают идею замены широко используемых в медицине титановых сплавов системы Ti–Al–V высокопрочным субмикрокристаллическим (СМК) или наноструктурным (НС) нелегированным титаном. На основании результатов фундаментальных исследований формирования и эволюции СМК и НС состояния (получаемого воздействием интенсивной пластической деформацией) в технически чистом титане (сплав BT1-0), не содержащем вредных для живого организма легирующих элементов, показана возможность и разработаны методы достижения прочностных характеристик при статическом и циклическом нагружении, соответствующих уровню широко применяемых в настоящее время в медицине легированных титановых сплавов [1–3]. Достигнутые прочностные характеристики позволяют использовать нелегированный СМК и НС титан в качестве медицинских имплантатов в травматологии и ортопедии [4].

Большинство методов формирования указанных выше состояний воздействием интенсивной пластической деформацией являются малопроизводительными и значительно увеличивают стоимость материала. В настоящее время разработана технология интенсивной пластической деформации, основанная на методе поперечновинтовой прокатки и его сочетания с различными видами монотонной деформации, например продольной прокатки, волочения, ротационной ковки [5]. Новая технология является энергоэффективной и позволяет получать широкий промышленный сортамент полуфабрикатов СМК и НС титана технической чистоты (сплав BT1-0). В Центре «Наноструктурные материалы и нанотехнологии» Белгородского государственного университета организован опытно-промышленный участок по выпуску СМК и НС титана марки BT1-0.

Изготовленные на производственной базе ГУП РТ «Всероссийский научноисследовательский и проектный институт медицинских инструментов» (ВНИПИМИ, г. Казань) из указанного материала наборы имплантатов для травматологии успешно прошли технические, токсикологические и клинические испытания. Результаты клинических испытаний имплантатов из наноструктурного титана показали высокую стабильность фиксации переломов, высокую пластичность материала для моделирования имплантатов по кости, отсутствие осложнений, 100%-ную успешность проведения операций и консолидации переломов. В настоящее время ВНИПИМИ выпускает наборы имплантатов из СМК титана, которые поставляются в медучреждения РФ.

- 1. Колобов Ю.Р., Валиев Р.З., Грабовецкая Г.П. и др. Зернограничная диффузия и свойства наноструктурных материалов // Новосибирск: НАУКА. 2001. 232 с.
- 2. Колобов Ю.Р., Грабовецкая Г.П., Дударев Е.Ф., Иванов К.В. Получение, структура и механические свойства объемных наноструктурных композиционных материалов для медицины и техники // Вопросы материаловедения. - 2004. - №1, (37). - С.56-63.
- Ю.Р. Колобов, А.Г. Липницкий, М.Б. Иванов, Е.В.Голосов. Роль диффузионноконтролируемых процессов в формировании структуры и свойств металлических наноматериалов // Композиты и наноструктуры. – 2009. – №2. – С. 5-32.

- Ю.Р. Колобов. Технологии формирования структуры и свойств титановых сплавов для медицинских имплантатов с биоактивными покрытиями // Российские нанотехнологии. -Т. 4, № 9-10. – 2009. - с. 19-31.
- 5. Заявка на изобретение №2008151930. Способ получения субмикрокристаллической структуры в нелегированном титане / Колобов Ю.Р., Иванов М.Б., Голосов Е.В., Пенкин А.В. дата приоритета 29.12.2008 г. Положительное решение от 03.02.10.

#### ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ NaCl В УСЛОВИЯХ ЭПР В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

Альшиц В. И.<sup>1</sup>, Даринская Е. В.<sup>1</sup>, Морозов В. А.<sup>2</sup>, Кац В. М.<sup>2</sup>, Лукин А. А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИК РАН, Москва, Россия; <sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Россия alshits@ns.crys.ras.ru

Обнаружены резонансные перемещения дислокаций  $l \sim 100$  мкм в кристаллах NaCl, помещенных в скрещенные магнитные поля: поле Земли  $B_{\text{Earth}}$  и поле  $\tilde{B} \sim 10^{-6}$  Тл переменного тока регулируемой частоты  $v \sim 10^6$  Гц. Другие воздействия на кристаллы отсутствовали. Наблюдались два пика дислокационных пробегов l(v) с максимумами (рис.1) при частотах  $v_1 = 1.3$  МГц and  $v_2 = 3$  МГц, отвечающих направлениям поля  $\tilde{B}$  вдоль вертикальной и горизонтальной компонент поля Земли  $B_{\text{Earth}}$  со-



Рис. 1. Два ЭПР пика дислокационных пробегов l(v) в кристаллах NaCl, выдержанных в течении 5 мин в скрещенных магнитных полях: поле Земли **B**<sub>Earth</sub> и гармоническом поле накачки  $\widetilde{\mathbf{B}}(v) \parallel \mathbf{B}_{Earth}^{\perp}$  (1, 2, 5) или  $\widetilde{\mathbf{B}}(v) \parallel \mathbf{B}_{Earth}^{\parallel}$  (3, 4) для дислокаций **L**  $\parallel$  **a** [100] (1, 3, 5) и **L**  $\parallel$  **b** [010] (2, 4); 5 – случай 1 для экранированного образца; 6 – фоновый пробег травления.

ответственно.

Обнаружено существование порога эффекта по амплитуде переменного поля: при  $\tilde{B}_m < \tilde{B}_m^{th} \approx 1 \,\text{мкTr}$  средний пробег l резко убывает до фонового уровня  $l_0 \sim 10$  мкм, определяемого вытравливанием приповерхностных стопоров. Выше порога  $\tilde{B}_m^{th}$  высота пика пробегов  $\Delta l = l(v_1) - l_0$  растет пропорционально  $\tilde{B}_m^2 t$ , где t – время экспозиции образца в скрещенных полях ( $t = 3 - 60 \,\text{мин}$ ).

Максимальные пробеги наблюдаются для дислокаций ортогональных к обоим магнитным полям  $B_{\text{Earth}}$  и  $\tilde{B}$ . Дислокации параллельные одному из них демонстрируют сильно сглаженные пики l(v) малой амплитуды. В контрольном образце, заэкранированном от магнитных полей, пробеги дислокаций остаются на уровне фона  $l_0$ .

Эффект интерпретируется как результат депиннинга дислока-

ций от парамагнитных центров вследствие преобразования структуры закрепляющих примесных комплексов после снятия спинового запрета на определенный электрон-

ный переход в системе в условиях парамагнитного резонанса в скрещенных магнитных полях. В тех же терминах объясняются и найденные резонансные частоты  $v_1$  и  $v_2$ , отвечающие максимальным дислокационным пробегам, а также наблюдаемая зависимость  $\Delta l \propto \tilde{B}_m^2 t$ .

#### РАСПРОСТРАНЕНИЕ КРИТЕРИЯ ПРОЧНОСТИ НОВОЖИЛОВА НА ЭНДОХРОННУЮ ТЕОРИЮ НЕУПРУГОСТИ ДЛЯ БОЛЬШИХ ДЕФОРМАЦИЙ

#### Кадашевич Ю. И., Помыткин С. П.

*Технологический университет растительных полимеров, Санкт-Петербург, Россия* sppom@yandex.ru

В 1965 году В.В.Новожилов предложил новый подход к формулировке критерия прочности материалов [1]. Ответственность за разрушение возлагалась на пластическое разрыхление материала в процессе нагружения.

В 1983 году В.В.Новожилов с соавторами расширил подход и предложил указанный критерий для сложного нагружения при учете ползучести [2].

В предлагаемом докладе в рамках эндохронной теории неупругости, учитывающей большие деформации и повороты [3], формулируется обобщенный критерий прочности Новожилова для не упруго деформирующихся материалов. В основе критерия лежит закон дилатации материалов в форме:

$$\beta(r_0) = \frac{dr_0}{dr}$$

где  $r_0 = \varepsilon_0 - \frac{b}{K} \sigma_0$ ,  $\sigma_0 = \sigma_{ii}$ ,  $\varepsilon_0 = \varepsilon_{ii}$ ,  $r'_{ij} = \varepsilon'_{ij} - (1 - \alpha) \frac{\sigma'_{ij}}{2G}$ ,  $dr = \sqrt{dr'_{ij}} \cdot dr'_{ij}$ ,

 $σ_{ij}$  – девиатор тензора напряжений  $σ_{ij}$ ,  $ε_{ij}$  – девиатор тензора деформаций  $ε_{ij}$ , α – параметр эндохронности (  $0 \le \alpha \le 1$  ), K – модуль объемного сжатия, G – модуль сдвига, b и  $β(r_0)$  – константа и функция материала.

В докладе прослеживается история развития критерия прочности Новожилова и приводятся примеры, иллюстрирующие применение предлагаемого авторами обобщенного критерия.

- 1. Новожилов В.В. О пластическом разрыхлении // Прикладная математика и механика. 1965. Т.29. Вып.4. С.681-689.
- Новожилов В.В., Кадашевич Ю.И., Рыбакина О.Г. Разрыхление и критерий разрушения в условиях ползучести // Доклады АН СССР. 1983. Т.270. N4. С.831-836.
- Кадашевич Ю.И., Помыткин С.П. Новый взгляд на построение эндохронной теории пластичности при учете конечных деформаций // Научно-технические ведомости СПбГТУ. 2003. N3. C.96-103.

#### РАЗРАБОТКА ВЫСОКОПРОЧНЫХ И ПЛАСТИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ

#### Пушин В. Г.

#### Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия pushin@imp.uran.ru

Сплавы с термоупругими мартенситными превращениями и связанными с ними физико-механическими свойствами и эффектами памяти формы обладают необычными и подчас уникальными характеристиками. Главная особенность данных материалов заключается в том, что их особые фундаментальные свойства являются одновременно практически привлекательными. Но лишь сплавы на основе никелида титана с памятью формы находят практическое использование, и, прежде всего, в ответственных устройствах и изделиях для техники и медицины. Однако, и эти сплавы в обычном поликристаллическом литом состоянии и после тех или иных традиционных термических и термомеханических обработок часто не обеспечивают требуемых на практике физико-механических и эксплуатационных характеристик изделий, что существенно ограничивает возможности их широкого и разнообразного применения.

Разработка и совершенствование изделий специальной техники различного назначения и современного медицинского инструментария, возрастающие требования к надежности и миниатюризации элементов и узлов их конструкций требует повышения предела текучести сплавов на основе никелида титана в 1,5-2 раза при сохранении эффектов памяти формы (ЭПФ) и сверхэластичности (СЭ). Это особенно важно для повышения величины обратимого формоизменения при реализации данных эффектов в сплавах. В обычном микрокристаллическом (МК) состоянии данные сплавы на основе TiNi обладают низкими значениями напряжения мартенситного сдвига (менее 200 МПа), но высокопластичны и при больших нагрузках. Поэтому в них чрезмерно интенсивно протекают релаксационные процессы при формировании деформационно индуцированных мартенситных фаз при нагружении образцов вблизи температуры начала прямого мартенситного превращения (МП). Отрицательным следствием указанных процессов является значительный недовозврат формы и малая величина обратимой деформации при разгрузке (1,5-2%). Исследования показывают, что ресурсы повышения физико-механических свойств данных сплавов традиционными методами (легирование, термическая и термомеханическая обработка без существенного изменения величины зерна) в значительной степени исчерпаны. Это стимулирует разработку методов получения материалов в объемном наноструктурном (НС), субмикрокристаллическом (СМК) и нанокристаллическом (НК) состояни-ЯX.

Как известно, методы быстрой закалки из расплава (БЗР) и интенсивной пластической деформации (ИПД) позволяют получать металлические материалы с необычными свойствами в наноструктурном состоянии. Данные подходы впервые нами были использованы для создания высокопрочных НС-сплавов на основе никелида титана с ЭПФ. Их применение открыло новые уникальные возможности изменения микроструктуры, влияния на фазовые превращения и связанные с ними физикомеханические свойства данных сплавов. Чрезвычайно полезным в фундаментальном аспекте оказалось использование ИПД кручением под высоким давлением (КВД). Установлено, что КВД, как и БЗР, обеспечивает предельное измельчение зерна, вплоть до аморфизации метастабильных сплавов на основе никелида титана. Впервые было показано, что при этом их аморфная матрица содержит в большом количестве нанообласти размером в несколько нанометров с сильно искаженной, но близкой к В2-решетке атомно-кристаллической структурой, которые становятся центрами последующей нанокристаллизации при низкотемпературном отпуске. Параметры наноструктуры (размер зерна от 10 до 100 нм) легко контролируются выбором его температуры и длительности. Такие сплавы демонстрируют рекордные значения пределов прочности (до 3 ГПа), текучести (2 ГПа), реактивного напряжения (до 1,5 ГПа) при пластичности 15–20%, высокую термостабильность структуры и свойств.

Использование ИПД методом равноканального углового прессования (РКУП) по разным режимам позволило впервые создать объемные НС-сплавы с ЭПФ. Основным механизмом формирования зеренной структуры (средний размер зерна 200 нм) в данном случае является сочетание динамических процессов полигонизации, фрагментации и рекристаллизации. По сравнению с МК-прототипами (средний размер зерна 30-100 мкм в зависимости от методов синтеза) объемные (после РКУП) и длинномерные (после БЗР) НС-сплавы никелида титана имеют существенные пре-имущества: высокие прочностные свойства в широком интервале температур, комплекс предельных узкогистерезисных ЭПФ и СЭ (температурных, деформационных, и, прежде всего силовых). При этом сплавы характеризуются высокими надежностью, термомеханической, механоциклической, термоциклической долговечностью при эксплуатации, изностойкостью, коррозионной стойкостью и биосовместимостью, а также благоприятными пластичностью и ударной вязкостью.

В ряде важных технически и социально значимых направлений применения в промышленности, спецтехнике и медицине нитинол необходим в виде прутков, полос, проволоки, ленты различных типоразмеров. Поэтому как способ дальнейшего улучшения механических характеристик HC-сплавов TiNi с ЭПФ были разработаны сочетанные способы обработки, комбинирующие РКУП совместно с другими деформационно-термическими воздействиями, в том числе и формообразующими, например многопроходной холодной или теплой прокаткой или волочением. Такая последующая деформация на большие накопленные степени переводит сплавы TiNi в сильно фрагментированное мартенситное или аустенитное состояние, соответственно. После суммарного обжатия на 90% сплавов в виде полос и проволоки в них было получено высокопрочное объемное аморфизированное состояние, в котором внутри аморфной матрицы присутствуют изолированные нанозерна размером менее 5–10 нм. Поэтому последующий контролируемый низкотемпературный отжиг обеспечил их тотальный переход в нанокристаллическое состояние.

Таким образом, к настоящему времени разработаны и комплексно исследованы объемные высокопрочные и пластичные многофункциональные HC-сплавы TiNi с термоупругими МП и связанными с ними ЭПФ с требуемыми для практического применения свойствами, геометрическими размерами и формой.

Основными способами получения таких материалов наряду с традиционными методами легирования, термических и термомеханических обработок являются, с одной стороны, сочетанные методы, основанные на экстремальных воздействиях (к числу которых относятся сверхбыстрая закалка из расплава, интенсивная пластическая деформация, сварка и др.), а с другой, комбинированные методы создания различных композитных структур (сферолитных, многослойных, многожильных) типа "металл-интерметаллид", "интерметаллид-интерметаллид", "интерметаллид-интерметаллид", внедрения". Примерами служат микрокомпозитные твердые металлокерамические сплавы на основе никелида титана и карбонитрида титана (керметы), композитные материалы типа TiNi-Ni<sub>2</sub>MnGa, TiNi-Ti, TiNi-Ni и ряд других.

Ключевые фундаментальные и прикладные достижения последнего десятилетия в области создания наноматериалов на основе никелида титана с ЭПФ и осуществляющих их нанотехнологий можно сформулировать следующим образом:  – разработаны научные основы новых способов получения объемных наноструктурных материалов путем многопроходной ИПД, БЗР, их комбинаций с разными видами традиционной термомеханической обработки;

 – установлены принципы наноструктурного упрочнения сплавов и одновременного повышения их пластичности, ЭПФ, долговечности, надежности, износостойкости и других эксплуатационных характеристик;

 – обнаружены явления аморфизации и разупорядочения сплавов и соединений, метастабильных по отношению к термоупругим МП; эти явления применены для получения различными методами высокопрочных наноструктурных, нанофазных и нанокомпозитных материалов;

 изучены явления передачи наноструктурного состояния и текстуры продуктам структурных и фазовых превращений и возможности создания материалов с заранее заданной анизотропией свойств, прочности, пластичности, эффективного модуля упругости, эффектов памяти формы и сверхэластичности;

– обнаружен размерный эффект стабилизации в наноструктурных метастабильных сплавах с термоупругими МП; исследована и выявлена его природа; данный эффект используется при разработке технологии упрочняющей и формообразующей термомеханической обработки для сплавов на основе никелида титана с эффектами памяти формы и их функциональных применений;

 проведена классификация видов наноструктурного состояния, обоснованы режимы оптимизации конкретных технологических методов создания наноструктурных состояний в зависимости от назначения и практического использования материалов;

 исследована структура границ и субграниц нанозерен и определено их влияние на формирование структурно-фазового состояния и комплекс свойств объемных НСматериалов, эффект структурного и фазового зернограничного упрочнения используется для воздействия на свойства сплавов с ЭПФ;

 – разработаны основы комплексного легирования сплавов с ЭПФ различного назначения, учитывающие особенности формирования наноструктуры и протекания фазовых превращений при последующем контролируемом охлаждении или нагреве;

– создан целый ряд оригинальных устройств, инструментов и приборов с использованием ЭПФ для медицины и техники, предложено усовершенствование известных решений за счет замены традиционных материалов на наноструктурные.

В заключение отметим, что создание высокопрочных функциональных материалов с ЭПФ в наноструктурном состоянии существенно расширяет возможности их разнообразного практического использования. Разработки находят и могут найти применение в самых различных отраслях производства и социальной сферы и будут широко использованы для создания новых конструкций, устройств, инструментов, и в том числе для снижения энерго- и металлоемкости продукции. В докладе будут представлены примеры конкретных применений данных материалов в технике и медицине, а также рассмотрены методы исследований сплавов.

Работа выполнена при финансовой поддержке целым рядом грантов РФФИ, ИНТАС, МНТЦ, государственных контрактов совместно с нашими российскими и зарубежными соавторами.

#### ФОРМИРОВАНИЕ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ В СПЛАВАХ НИКЕЛИДА ТИТАНА, ПОДВЕРГНУТЫХ КРУЧЕНИЮ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ И ОТЖИГУ

#### Юрченко Л. И., Уксусников А. Н., Пушин В. Г., Пушин А. В., Николаева Н. В., Макаров В. В., Куранова Н. Н., Коуров Н. И., Гундеров Д. В.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия, yurchenko@imp.uran.ru

Среди сплавов с памятью формы в научном и прикладном отношении наиболее перспективными являются сплавы на основе никелида титана. Они широко используются в качестве функциональных и конструкционных материалов с особыми свойствами: прочностью, пластичностью, долговечностью высокообратимых эффектов памяти формы и другими [1-3]. Ранее было установлено, что интенсивная пластическая деформация кручением (ИПДК) под высоким давлением данных материалов обеспечивает предельное измельчение зерна сплавов, в ряде случаев вплоть до их аморфизации. Известно также, что приложение давления, как и другие внешние механические воздействия (растяжение, прессование, волочение, прокатка) может инициировать в этих сплавах мартенситное превращение. Подробному исследованию влияния высокого давления и последующей интенсивной пластической деформации кручением под высоким давлением на фазовые и структурные превращения в сплавах никелида титана и их физические свойства и посвящена данная работа.

Были исследованы сплавы с различной стабильностью по отношению к мартенситному превращению при охлаждении и деформации следующих составов Ti<sub>50,6</sub>Ni<sub>49,4</sub>, Ti<sub>50</sub>Ni<sub>50</sub>, Ti<sub>49,7</sub>Ni<sub>50,3</sub>, Ti<sub>49,4</sub>Ni<sub>50,6</sub>, Ti<sub>50</sub>Ni<sub>49</sub>Fe<sub>1</sub>, Ti<sub>50</sub>Ni<sub>47</sub>Fe<sub>3</sub>. Образцы для исследований методом интенсивной деформации кручением под высоким давлением изготавливались в форме дисков, диаметром 10 мм и толщиной 0,3-0,4 мм, зажатых бойками с двух сторон. Вращение одного из бойков за счет сил трения обеспечивает сдвиговую деформацию образца бойками под действием приложенного давления от 3 до 8 ГПа. Исследования структуры проводили методом просвечивающей электронной микроскопии, рентгеноструктурного анализа.

Изучение метастабильных аустенитных сплавов (Ti<sub>49,7</sub>Ni<sub>50,3</sub>, Ti<sub>49,4</sub>Ni<sub>50,6</sub>, Ti<sub>50</sub>Ni<sub>49</sub>Fe<sub>1</sub>) показало, что при приложении высокого давления 3-8 ГПа в них происходит мартенситное превращение B2-B19', сопровождаемое значительной фрагментацией и повышением дефектности мартенситной структуры. Аналогичные структурные изменения реализуются в метастабильных сплавах, перед приложением высокого давления находящихся уже в состоянии B19'-мартенсита (Ti<sub>50,6</sub>Ni<sub>49,4</sub>, Ti<sub>50</sub>Ni<sub>50</sub>). Наконец, существенно меньшие структурные изменения при приложении данного давления испытал сплав в исходном состоянии со стабильным при комнатной температуре аустенитом (Ti<sub>50</sub>Ni<sub>47</sub>Fe<sub>3</sub>). В нем также не было обнаружено мартенситное превращение после снятия давления.

Анализ рентгеновских дифрактограмм метастабильных сплавов в исходном закаленном состоянии, после приложения давления и после ИПДК на ¼ оборота показал, что при обработке высоким давлением в них происходит, как и следовало ожидать, мартенситное превращение B2→B19' и даже после разгрузки в сплаве преобладает мартенситная B19'-фаза. Сплавы в исходном состоянии B19'-мартенсита после обработки давлением в 6 ГПа не изменяют своего фазового состояния, хотя судя по относительному изменению интенсивностей наблюдаемых отражений B19'-фазы, они приобретают под давлением определенную текстуру в соотношении различных кристаллографических вариантов мартенсита. При этом образующийся механически индуцированный пакетный внутрение тонкодвойникованный В19'-мартенсит имеет неровные, изрезанные изображения границ кристаллитов, сильную дефектность и фрагментированность двойникованной структуры, накопленную в результате развития пластической деформации. Подобные особенности микроструктуры имеют и мартенситные сплавы после приложения и снятия давления, а также и после ИПДК на <sup>1</sup>/<sub>4</sub> оборота. ИПДК даже на <sup>1</sup>/<sub>4</sub> оборота приводит к значительным изменениям структуры исследованных сплавов, как было обнаружено из рентгенограмм. "Аморфноподобный" характер рентгеновских отражений на дифрактограммах в виде сильно уширенных диффузных пиков маскирует реальную структуру сплава и не позволяет в полной мере установить механизм происходящих в сплавах при деформации структурных и фазовых изменений. Поэтому нами были проведены подробные электронномикроскопические исследования сплава в данных состояниях. Исследования структуры сплавов после ИПДК на <sup>1</sup>/<sub>2</sub> и 1 оборот позволили обнаружить, что уже после 1 оборота они оказались практически в аустенитном состоянии. Интересно, что аналогичное структурное состояние сформировалось после ИПДК на 1 оборот в стабильном аустенитном сплаве Ti<sub>50</sub>Ni<sub>47</sub>Fe<sub>3</sub>. Холодная ИПДК под высоким давлением на 5-10 оборотов обеспечивает практически полную аморфизацию метастабильных сплавов на основе TiNi, исходно находящихся как в аустенитном, так и в мартенситном состояниях (рис. 1). Темнопольная микрография в гало демонстрирует наличие в аморфной матрице отдельных изолированных нанокристаллитов размером в несколько нанометров.



**Рис. 1.** Светло- (*a*, *г*) и темнопольные (*б*, *д*) изображения и микродифракции (*в*, *е*) сплавов Ti<sub>49,7</sub>Ni<sub>50,3</sub> после ИПДК n = 5, p = 6 ГПа (*a–в*) и Ti<sub>49,5</sub>Ni<sub>50,5</sub> ИПДК n = 5, p = 7,6 ГПа (*г–е*), центр диска

Для того чтобы определить температуры начала нанокристаллизации, сплавы в аморфизированном состоянии подвергали отжигу при 100, 150, 200 и 250°С в течение различного времени (от 5 до 30 мин) или in situ в микроскопе. Оказалось, что процесс нанокристаллизации начинается при 200°С с образования все большего числа изолированных нанозерен, при комнатной температуре имеющих во всех сплавах B2-решетку, и чередующихся с довольно широкими аморфными областями. Отжиг при 250°С (20-30 мин) и более высоких температурах обеспечивает тотальный процесс нанокристаллизации (рис. 2). Рентгеноструктурные и электронномикроскопические эксперименты in situ показали также, что исследованные наноструктурные ИПДК-сплавы  $Ti_{50,6}Ni_{49,4}$ ,  $Ti_{50}Ni_{50,6}$  испытывают последовательные мартенситные переходы: B2 $\leftrightarrow$ R $\leftrightarrow$ B19'. Обнаружено, что при этом реализуется совершенно

иной структурный механизм мартенситных превращений: по типу "монокристалл - монокристалл", без двойников, а температуры начала второго мартенситного перехода R↔B19' уменьшаются на 30 – 40°C в зависимости от размера нанозерен B2аустенита. Отжиг при 400-500°C и выше сопровождается постепенным переходом к бимодальной (HK+CMK) структуре (рис. 3). Размер зерен 50-100 нм.



**Рис. 2.** Светло- (*a*) и темнопольное (б) изображения и микродифракция (*b*) сплава  $Ti_{49,5}Ni_{50,5}$  после ИПДК, n=5 + отжиг 250°C, 20 мин, центр диска



**Рис. 3.** Светло- (*a*, *б*) и темнопольное (*в*) изображения и электронограмма (*г*) сплава  $Ti_{50}Ni_{50}$  после ИПДК, *n* = 5 + отжиг 500°С, 1 ч

Наноструктурные ИПДК-сплавы никелида титана отличаются высокими значениями механических свойств (прочности и пластичности) и высокой термостабильностью наноструктурного состояния и свойств (вплоть до температур испытания 400°C).

Работа выполнена при частичной поддержке грантами РФФИ № 08-02-00844, молодежного гранта УрО РАН 2010 г.

#### Список литературы

- 1. Хачин В.Н., Пушин В.Г., Кондратьев В.В. Никелид титана, структура и свойства. М., Наука, 1992.
- 2. Пушин В.Г., Кондратьев В.В., Хачин В.Н Предпереходные явления и мартенситные превращения. Екатеринбург: УрО РАН, 1998.
- Пушин В.Г., Прокошкин С.Д., Валиев Р.З., Браиловский В., и др. Сплавы никелида титана с памятью формы. Ч. І. Структура, фазовые превращения и свойства. Екатеринбург: УрО РАН, 2006.

#### ПОЛУЧЕНИЕ НАНОСТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ В СПЛАВАХ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ НА ОСНОВЕ TINICu, ПОДВЕРГНУТЫХ КРУЧЕНИЮ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ

#### Куранова Н. Н., Пушин А. В., Пушин В. Г.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия, kuranova@imp.uran.ru

В последние годы в физическом материаловедении сформировалось новое научное направление, в котором получение объемных наноструктурных конструкционных и функциональных материалов, в том числе и сплавов с памятью формы, обеспечивается методами интенсивной пластической деформации (ИПД). Известно, что с помощью методов ИПД можно получить нано- и субмикрокристаллические материалы с особыми механическими характеристиками, которые существенно отличаются от свойств, присущих обычным поликристаллическим материалам. В данной работе были выполнены исследования микроструктуры сплава Ti<sub>50</sub>Ni<sub>25</sub>Cu<sub>25</sub>, подвергнутого интенсивной пластической деформации кручением (n = 5) под высоким давлением (ИПДК) (6–7 ГПа). Образцы после ИПДК имели толщину 0,2–0,3 мм и диаметр 10 мм. Исследования структуры проводили с помощью рентгенодифракционного и электронномикроскопического анализа.

При комнатной температуре он находится сплава  $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$  в состоянии B19мартенсита. Рентгеноструктурные исследования показали, что после ИПДК на 5 и 10 оборотов сплав находится в рентгеноаморфном состоянии, дифракционные пики кристаллических фаз в сплаве отсутствуют, а на месте возможных отражений B2фазы наблюдаются диффузно размытые максимумы. Электронномикроскопические исследования на просвет также показали, что сплав находится в аморфном состоянии (рис. 1). Электронограммы содержат диффузные кольца-гало (рис. 1 e), а изображения - типичный для аморфного состояния слабо выраженный контраст (рис. 1a). На темнопольных изображениях в первом сильном гало при этом обнаруживается "светящийся" контраст от наноструктурных областей размером до 2–3 нм.



**Рис. 1.** Светло- (*a*) и темнопольное (*б*) изображения и соответствующая электронограмма (*в*) сплава  $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ , подвергнутого ИПДК (*n* = 5,  $T_{ge\phi}$  = 293 К, центр диска)

Изотермический отжиг ИПДК сплава при 300 и 350°С, 10 мин приводит в целом к однородной нанокристаллизации с преобладающим размером зерна 10–20 нм (рис. 2 *а-в*) или 15–30 нм (рис. 2 *г-е*), соответственно.

Светло- и темнопольный контраст, часто визуализируемый в виде колец и дужек, указывает на заметные упругие искажения вблизи нанозерен. Однако, в ряде мест, особенно в центре дисков, были отчетливо видны отдельные колонии более крупных нанозерен, которые достигают 100 нм в размере. Изображения самых крупных нанозерен в свою очередь имеют контраст иной недеформационной природы (типа полос смещения и контуров экстинкции), указывая на релаксационный характер их границ (см. рис. 2 *г*, *д*). Основное состояние сплава при комнатной температуре после отжига при 300 и 350°С – аустенитное.



**Рис. 2.** Светло- (*a*, *e*) и темнопольные (*б*, *d*) изображения и соответствующая электронограмма (*e*, *e*) сплава  $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ , после ИПДК (*n* = 5) и отжигов 300°С, 10 мин (*a-e*) и 350°С, 10 мин (*c-e*)

Аналогичный характер имеет микроструктура ИПДК-сплавов и после отжига при 400°С, 10 мин, сосуществуют области с однородными по размерам в пределах 20-50 нм нанокристаллами и области, где средний размер зерна достигает 150-200 нм. Анализ электронограмм показывает двухфазном аустенитно-мартенситном состоянии в сплаве после такого отжига. Более крупные зерна типичны для центральных частей дисковых образцов и часто состоят из двойников В19-фазы. Основными очевидными причинами разнозернистости можно считать в литом сплаве после ИПДК и отжига его ликвационную химическую неоднородность и нарастание степени деформации от центра к краю деформационных образцов. Но нельзя не рассматривать и еще одну известную причину бимодальности распределения по размерам зерен металлов и сплавов, подвергнутых ИПДК и последующим отжигам – возможность аномального роста отдельных зерен на общем фоне равномерно растущих зерен-кристаллитов сначала в процессе кристаллизации, а затем первичной рекристаллизации при отжиге. Этапы кристаллизации и последующей первичной рекристаллизации в этом случае сменяются этапом аномального роста отдельных зерен: этапом вторичной рекристаллизации. Отжиг сплава при более высокой температуре 450°С приводит к росту зерен с еще бо́льшим разбросом размеров: от 60 до 600 нм. Очевидно, что бимодальный характер распределения зерен аустенитной структуры сплава наследуется структурным состоянием В19-мартенсита (рис. 3). При этом заметно могут изменяться интегральные критические температуры (и гистерезис) мартенситного превращения В2→В19 сплава, поскольку они выше для более крупных субмикрокристаллических (СМК) зерен и, соответственно, ниже для НК-зерен. Более крупные зерна В19-мартенсита имеют двойникованную субструктуру (см. рис.3).

Относительно нивелируется разброс по размерам зерен и практически перестает наблюдаться (за отдельными исключениями) их бимодальное распределение после отжига при 550 и 600°С, когда размеры СМК-зерен варьируют в пределах нескольких сотен нанометров (до 1 мкм).



Рис. 3. Светло- (*a*, *г*) и темнопольное ( $\delta$ ) изображения и соответствующая электронограмма ( $\beta$ ) литого сплава Ti<sub>50</sub>Ni<sub>25</sub>Cu<sub>25</sub>, после ИПДК (*n* = 5) и отжига 500°C, 10 мин

Можно полагать, что на третьем этапе в основном реализуются процессы собирательной рекристаллизации и именно они выравнивают растущие зерна по размерам. В этом случае при охлаждении уже не сохраняется монокристальность зерен при образовании В19-мартенсита, напротив, СМК- зерна содержат, как правило, однопакетный попарнодвойникованный В19-мартенсит (см. рис. 4).



**Рис. 4.** Светло- (*a*, *г*) и темнопольное (б) изображения и соответствующая электронограмма (в) литого сплава  $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ , после ИПДК (*n* = 5) и отжига 550°C, 10 мин

Таким образом, установлено, что интенсивная пластическая деформация кручением под высоким давлением обеспечивает явление аморфизации поликристаллического сплава Ті<sub>50</sub>Ni<sub>25</sub>Cu<sub>25</sub> при сохранении большого количества чрезвычайно дисперсных нанокристаллов размером 2 - 3 нм в аморфной матрице уже комнатной температуре. Как показали исследования, подвергнутый ИПДК исходно литой сплав Ti<sub>50</sub>Ni<sub>25</sub>Cu<sub>25</sub> после отжигов при 300 – 350°C при комнатной температуре находится в аустенитной В2-фазы. Это объясняется следующим образом. В обычном поликристаллическом сплаве мартенситное превращение В2↔В19 происходит в интервале температур выше комнатной 25 – 70°С, поэтому при комнатной температуре он должен находиться в состоянии мартенситной фазы В19. Наши предыдущие исследования показали, что формирование НК-структуры приводит к заметному снижению температуры мартенситных превращений за счет размерного эффекта. Более того формирование в сплаве Ti<sub>50</sub>Ni<sub>25</sub>Cu<sub>25</sub> наноструктурного состояния с размером нанозерна менее 20 нм при 300°C, 10 мин приводит к полному подавлению мартенситного перехода В2-В19. И лишь при увеличении средних размеров зерна более ~100 нм температуры мартенситного перехода В2—В19 в сплаве становятся выше комнатной и при комнатной температуре сплав находится в состоянии В19мартенсита.

#### ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРУЧЕНИЕМ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ НА СТРУКТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СПЛАВАХ НИКЕЛИДА ТИТАНА

#### Гундеров Д. В., Коуров Н. И., Куранова Н. Н., Макаров В. В., Николаева Н. В., Пушин А. В., Пушин В. Г., Уксусников А. Н., Юрченко Л. И.

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург <sup>2</sup>Уфимский государственный авиационный технический университет, г. Уфа <u>pushin@imp.uran.ru</u>

Сплавы на основе никелида титана относятся к особому классу функциональных материалов, в которых механические свойства и эффекты памяти формы (ЭПФ), обусловленные термоупругими мартенситными превращениями (МП), сочетаются с наилучшими другими физико-механическими и эксплуатационными свойствами [1]. В работе выполнены комплексные исследования высокочистого по примесям сплава Ti<sub>49,4</sub>Ni<sub>50,6</sub>. При комнатной температуре (RT) закаленный сплав имеет структуру B2аустенита с размером зерен от 30 до 60 мкм и содержит небольшое (0.50±0.08 масс.%) количество глобулярных дисперсных частиц Ti(C, N) и Ti<sub>4</sub>Ni<sub>2</sub>O<sub>x</sub>. Сплав был подвергнут интенсивной пластической деформации кручением (ИПДК) под высоким давлением (6 ГПа) и образцы были получены в форме дисков диаметром 20 мм и толщиной от 1.0 до 0.7 мм в зависимости от числа оборотов (от 1 до 7) [2].

Микроструктуру образцов после ИПДК исследовали методами просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии, рентгенодифракционного анализа.

Исследования показали, что сплав при приложении давления 6 ГПа испытывает МП В2—В19'. Механически индуцированный В19'-мартенсит сохраняется в сплаве после снятия нагрузки, и, следовательно, его температуры обратного В19'—В2 превращения при нагреве превышают RT. Мартенсит имеет пакетную морфологию пластинчатых двойникованных кристаллов.

ИПДК на 1 оборот в центральной и краевой частях образца приводит к сильно измельченной высокодефектной анизотропной полосовой субструктуре. Уже в этом случае в результате обратного B19' $\rightarrow$ B2 превращения после ИПДК присутствует большое количество B2-фазы аустенита. При увеличении числа оборотов до 5 в образцах формируется аморфно-нанокристаллическая (НК) структура со значительной долей аморфной фазы. Реже встречающиеся полосы областей с повышенной долей кристаллической составляющей чередуются с полосовыми областями, состоящими из аморфной фазы. Возможно, образование таких аморфных полос связано с локализацией интенсивной деформации в полосах сдвига [3]. Средний размер ( $d_{cp}$ ) B2-зерен, определенный в центральной и краевой частях, составляет 50 и 30 нм, соответственно.

При дальнейшем изменении структуры образцов после ИПДК на 7 оборотов (рис. 1 *а*, *б*) в краевой части образца формируется уже практически аморфное состояние со случайным распределением изолированных нанозерен В2-фазы размером 20 нм. При этом наблюдаются протяженные области, полностью состоящие из аморфной фазы.

Последующий изотермический часовой отжиг при 200, 300, 400, 450, 500 и 550°С показал, что происходит тотальное расстекловывание (нанокристаллизациия) аморфизированного в результате ИПДК сплава. Структурные отражения на рентгенограмме по мере увеличения температуры отжига постепенно "визуалируются". Наряду с отражениями В2-аустенита на рентгенограммах присутствует несколько

существенно более слабых пичков, интерпретируемых как отражения других фаз (карбидов TiC(N) и интерметаллидов Ti<sub>4</sub>Ni<sub>2</sub>O<sub>x</sub>, следов мартенситных фаз R и B19').



**Рис. 1.** Светлопольные изображения и микродифракции сплава  $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$  после ИПДК на 7 оборотов (*a*, *б*) и отжига при 400°С (*в*, *г*)

По данным просвечивающей электронной микроскопии отжиг образцов после ИПДК на 3 оборота при температуре 200°С, 1 ч приводит в основном к процессам структурной релаксации в исходной сформировавшейся в процессе деформации структуре B2-аустенита и завершению обратного МП B19' $\rightarrow$ B2 в возможно сохранившихся в небольшом количестве нанокристаллах B19'-фазы. Изолированные нанозерна B2-фазы имеют  $d_{cp}=30-40$  нм. Кристаллизация аморфной фазы завершается после отжига при 300°С, так как диффузное гало на электронограммах уже не визуализируется. При этом происходит уменьшение  $d_{cp}$  наблюдаемых по светло- и темнопольным изображениям элементов структуры (в краевой части от 40 до 20 нм). Дальнейшее увеличение температуры отжига до 400°С и 500°С, естественно, приводит к укрупнению сформировавшейся НК-структуры атомноупорядоченного B2-аустенита ( $d_{cp}$  в краевой части образцов 50 и 100 нм, соответственно).

В образцах после ИПДК на 7 оборотов даже после отжига 300°С, 1 час, аморфная фаза еще сохраняется и особенно в краевых частях образцов, в которых в аморфной матрице присутствуют изолированные отдельные нанокристаллиты В2фазы, при этом  $d_{cp}$  (10–20 нм) становится несколько меньше, чем размер нанозерен в исходном аморфизированном состоянии непосредственно после ИПДК в аналогичной области наблюдений. Отжиг при температуре 400°С приводит к полной нанокристаллизации образца и формированию НК-структуры В2-аустенита с  $d_{cp}$  в краевой части около 30 нм (рис. 1 *в*, *г*). Анализ изображений показывает, что имеется значительная доля зерен порядка 10 нм. В отдельных областях нанозерна имеют размеры более 60 нм, но их доля весьма незначительна. Отжиг при 500°С приводит к большему снижению уровня внутренних напряжений и, как результат, все точечные В2рефлексы на кольцах электронограмм становятся более "острыми". В краевой части  $d_{cp} = 40$  нм. После отжига при 400 и 500°С на электронограммах присутствуют следы фаз R, В19' и X-Ti<sub>3</sub>Ni<sub>4</sub> в виде редких отдельных рефлексов, особенно для образцов из центра. После данной обработки формируется достаточно однородная HK-структура.

Отметим, что при увеличении температуры отжига до 550°С происходит более интенсивный рост зерен до  $d_{cp}$  500-600 нм, причем ряд зерен достигает размеров в 1 мкм и более. Сплав  $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$  по своему химическому составу относится к классу стареющих [1], и в процессе низкотемпературных отжигов, а тем более при расстекловывании, в нем образуются когерентные частицы  $\beta'$  и X-фаз (типа Ti<sub>3</sub>Ni<sub>4</sub>), в том

числе по границам зерен. Очевидно, что преимущественное присутствие частиц, обогащенных никелем, на границах и субграницах зерен будет сдерживать рост последних при низкотемпературных отжигах (примерно до 500°С). Если при более высокой температуре отжига 550°С данные частицы начнут коагулировать и частично растворяться, то они перестанут оказывать блокирующее действие на рост зерен, что и приведет к увеличению их размера.

Выполненные механические испытания в исходном, аморфизированном (ИПДК n = 5) и в НК-состоянии показали, что сплав обладает аномально высокими значениями обратимой деформации фазовой псевдотекучести  $\varepsilon$  (до 10% в НК-состоянии), при пластичности ( $\delta$ =16 и 23 %) сплав имеет высокие пределы прочности и текучести (2100 МПа и 1800 МПа, соответственно после отжига при 400°С).

Работа выполнена при частичной поддержке грантами РФФИ № 08-02-00844, молодежного гранта УрО РАН 2010 г.

#### Список литературы

- 1. Сплавы никелида титана с памятью формы. Ч.І. Структура, фазовые превращения и свойства, под ред. В.Г. Пушина, Екатеринбург: УрО РАН, 2006.
- 2. А.В. Шарафутдинов, В.А. Шундалов, В.В. Латыш, Р.З. Валиев, И.Н. Михайлов, ФТВД. 12 (2002) 76-80.
- 3. Е.В. Татьянин, Н.Ф. Боровиков, В.Г. Курдюмов, В.Л. Инденбом, ФТТ. 39 (1997).

#### НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЕ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ НИКЕЛИДА ТИТАНА С ЭФФЕКТАМИ ПАМЯТИ ФОРМЫ, БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ МЕТОДОМ СПИННИНГОВАНИЯ

#### Кунцевич Т. Э., Пушин А. В., Пушин В. Г.

## Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия, pushin@imp.uran.ru

Известно, что сплавы на основе никелида титана в наноструктурном состоянии обладают комплексом привлекательных для практического использования механических свойств: высокими пределами текучести, прочности, износоустойчивости и долговечности при достаточном уровне пластичности. Широкое применение этих сплавов связано также с их особыми функциональными характеристиками. Ранее были получены методом быстрой закалки из расплава (БЗР) и комплексно исследованы бинарные и тройные сплавы TiNi как в исходном, так и в отожженном состояниях [1–4]. Результаты этих работ позволили расширить интервал составов сплавов на основе TiNi, пригодных для практического применения. В данной работе представлен обзор сравнительных комплексных исследований синтезированных методом БЗР бинарных Ti–Ni (40–60 at.%), трехкомпонентных Ti<sub>50</sub>Ni<sub>50-x</sub>Fe<sub>x</sub>, Ti<sub>50</sub>Ni<sub>50-x</sub>Co<sub>x</sub>, Ti<sub>50</sub>Ni<sub>50-y</sub>Cu<sub>y</sub>, Ti<sub>50</sub>Ni<sub>50-z</sub>Hf<sub>z</sub> и Ti<sub>50-2</sub>Ni<sub>50</sub>Hf<sub>z</sub> (0 ≤ x ≤ 15, 0 ≤ y ≤ 40, 0 ≤ z ≤ 18) и ряда четырехкомпонентных сплавов. БЗР выполняли высокотехнологичным методом спиннингования струи расплава. Скорости охлаждения при этом варьировали в пределах  $10^4-10^7$  град/с.

Рентгендифрактометрические и электронномикроскопические исследования при комнатной температуре показали, что в зависимости от состава и скорости охлаждения бинарные БЗР-сплавы могут находиться в субмикрокристаллическом (СМК), в нанокристаллическом (НК) или в аморфном состояниях.

Рентгенограммы кристаллических БЗР-сплавов с повышенным содержанием титана содержат структурные и сверхструктурные брэгговские пики В19-мартенсита, с повышенным содержанием меди В19-мартенсита, тогда как для БЗР-сплавов, обогащенных никелем, а также железом или кобальтом присутствуют лишь линии В2-аустенита, обычно наблюдаемые в рентгендифрактометрических исследованиях данных сплавов на основе никелида титана, но несколько уширенные. Рентгендифрактограммы аморфно-кристаллических БЗР-сплавов характеризуются спектром существенно уширенных максимумов с заметным убыванием их интенсивности по мере увеличения угла дифракции 20 с более узкими пичками на их фоне. Рентгеноаморфные БЗР-сплавы демонстрируют наличие на рентгендифрактограм-



**Рис. 1.** Рентгеновская дифрактограмма сплава  $Ti_{32}Hf_{18}Ni_{25}Cu_{25}$  в исходном состоянии



Рис. 2. Примеры рентгеновских дифрактограмм БЗР сплавов TiNiCo и TiNiFe в состояниях B2 (*a*), R (б) и B19' (в)

мах практически единственного диффузного и очень широкого (20 до 15°) максимума вблизи положения {110}<sub>в2</sub> (рис.1). Другие отражения весьма слабы или практически отсутствуют. В рентгендифракционных экспериментах in situ были исследованы фазовые превращения при охлаждении или нагреве и определены последовательности мартенситных преврашений: B2↔B19′,  $B2\leftrightarrow B19$ ,  $B2 \leftrightarrow B19 \leftrightarrow B19'$ ,  $B2\leftrightarrow R$ .  $B2 \leftrightarrow R \leftrightarrow B19'$  (рис. 2).

Электронномикроскопические исследования БЗР-сплавов Ti<sub>60</sub>Ni<sub>40</sub>, Ti<sub>58</sub>Ni<sub>42</sub>, Ti<sub>55</sub>Ni<sub>45</sub>, Ti<sub>40</sub>Ni<sub>60</sub>, TiNiCu с содержанием меди 25 ≤ Си ≤ 40 ат.% и сплавов, легированных гафнием, показали, что их исходное состояние действительно является аморфным. Это следует из анализа картин микродиэлектронов, фракции которые представляют собой набор убывающих по интенсивности концентрических диффузных колец вблизи положений структурных отражений  $\{110\}_{B2}$ ,  $\{200\}_{B2}$ , {211}<sub>В2</sub> и т.д. с уширенным центральным пятном (рис. 3). Электронномикроскопические ИЗОбражения структуры сплавов представлены совместно с микродифракциями. На снимках виден характерный достаточно однородный контраст типа ряби или "соль-перец", типичный для аморфных материалов.

Изотермический отжиг аморфных сплавов при температуре в интервале 450–550°С уже в
течение нескольких минут (2-5') приводит к их кристаллизации с образованием НКструктуры, средний размер нанозерен составляет 30-35 нм (рис. 4). Были выполнены электронномикроскопические исследования in situ БЗР-сплавов. В БЗР-сплавах TiNiFe и TiNiCo при охлаждении вслед за ТМП В2 $\rightarrow$ R может происходить и ТМП B2(R) $\rightarrow$ B19'. Тройные аморфные сплавы Ti<sub>50</sub>Ni<sub>50-x</sub>Cu<sub>x</sub> с содержанием меди x < 25 ат. % кристаллизуются с образованием по всему объему В2-фазы, тогда как более концентрированные по меди сплавы ( $25 \le x \le 40$  ат. %) также могут испытывать на завершающем этапе кристаллизации эвтектоидную реакцию с образованием двухфазной смеси B2(TiNi)+B11(TiCu).



**Рис. 3.** Типичные электронно-микроскопические изображения (a, e) и электронограммы  $(\delta, c)$  БЗР-сплавов  $Ti_{60}Ni_{40}$  $(a, \delta)$  и  $Ti_{50}Ni_{32}Hf_{18}$  (e, c) в аморфном состоянии

Рис.4. Типичные электронно-микроскопические изображения в светлом (*a*) и темном ( $\delta$ ), полученном в рефлексах фаз B19' и Ti<sub>2</sub>Ni, полях и соответствующая электронограмма (*в*) сплава Ti<sub>55</sub>Ni<sub>45</sub> после отжига 500°C, 5 мин.

Измерения механических свойств сплавов в процессе растяжения при комнатной температуре показали следующее (рис. 5).



Рис.5. Механические свойства БЗР сплавов  $Ti_{50}Ni_{50}$  (1),  $Ti_{51}Ni_{49}$  (2),  $Ti_{52}Ni_{48}$  (3),  $Ti_{53}Ni_{47}$  (4),  $Ti_{55}Ni_{45}$  (5),  $Ti_{58}Ni_{42}$  (6),  $Ti_{60}Ni_{40}$  (7) после отжига 500°С, 5 мин (*a*) и в исходном состоянии ( $\delta$ ).

Сплавы с повышенным содержанием титана в кристаллическом состоянии со структурой В19'-мартенсита, В2-сплавы, легированные кобальтом и железом, имеют низкий предел критического напряжения мартенситного сдвига  $\sigma_{\rm M}$  (120-250 МПа), а у сплавов, легированных медью, он еще ниже (50–100 МПа). По его достижении продолжение нагружения формирует площадку "фазовой" псевдотекучести ( $\varepsilon_{\rm ny} \approx 5\%$ ), обусловленную легкой псевдоупругой деформацией мартенсита.

Поскольку  $M_{\rm f}$  данных сплавов, обогащенных титаном, или легированных до 25% меди превышает комнатную температуру и, следовательно, они находятся в

мартенситном состоянии, их неупругая деформация при  $\sigma > \sigma_{\rm M}$  осуществляется за счет когерентной упругой переориентации мартенситных кристаллов в направлении действующей силы. Лишь сплав стехиометрического состава Ti<sub>50</sub>Ni<sub>50</sub> имеет критические температуры вблизи комнатной, как и тройные легированные сплавы с Fe, Co или Cu, поэтому при данной деформации в них происходит индуцированное нагружением ТМП В2→В19' и  $\sigma_{\rm M}$  несколько выше (на 10-20 МПа). При дальнейшем нагружении образцов (за площадкой псевдотекучести) следует стадия линейного деформационного упрочнения до напряжения, отвечающего верхнему "деформационному" пределу текучести от. При больших нагрузках происходит пластическая деформация мартенсита двойникованием и скольжением, кривые растяжения приобретают параболический характер вплоть до разрушения, при котором определяется предел прочности σ<sub>в</sub> (от 980 до 1780 МПа). Также были измерены ЭПФ. Полное восстановление формы S после деформации изгибом достигается после деформации у до 6-8 %. После больших степеней у (до 10-12 %) происходит снижение величины S (до  $\approx$  90-55 %), затем следует хрупкое разрушение ленты. Спонтанный эффект обратимого запоминания формы составляет 8-15 % от величины однонаправленного ЭПФ. Он обусловлен наличием кристаллографической и микроструктурной текстуры В2-аустенита БЗР сплавов.

Электронномикроскопические исследования выполняли в Центре электронной микроскопии УрО РАН.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом РФФИ №08-02-00844.

### Список литературы

1. В.Г. Пушин, В.В. Попов, Т.Э. Кунцевич, и др. ФММ. Т.91, №4. 2001. С.54.

- 2. В.Г. Пушин, Н.И. Коуров, Т.Э. Кунцевич и др. ФММ. Т.92, №1. 2001. С.63.
- 3. В.Г. Пушин, С.Б. Волкова, Н.М. Матвеева. ФММ. Т.83, №3. 1997. С.68.
- 4. В.Г. Пушин, С.Б. Волкова, Н.М. Матвеева. ФММ. Т.83, №4. 1997. С.155.

## О СОЗДАНИИ НАНОСТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ В МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СПЛАВАХ ТИПА ВТ16

Елкина О. А.<sup>1</sup>, Иванов М. Б.<sup>2</sup>, Макаров В. В.<sup>1</sup>, Манохин С. С.<sup>2</sup>, Колобов Ю. Р.<sup>2</sup>, Пушин В. Г.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов УрО РАН, Россия, г. Екатеринбург <sup>2</sup> Белгородский государственный университет, Россия, г. Белгород pushin@imp.uran.ru

Пластинчатая морфология α-фазы в двухфазной области состояний может быть радикально изменена в результате интенсивной многопроходной пластической деформации (ИМПД) [1].

В данной работе исследовалась возможность получения мелкодисперсной структуры в высоколегированном сплаве ВТ16 (Ti-3Al-4V-5Mo), закаленном от 885°С (из области  $\beta$ -фазы) на орторомбический мартенсит  $\alpha''$  -мартенсит (см. рис. 1 *а*). При этом на оптических микрофотографиях наблюдается иерархия мартенситных пластин различной величины и ориентации. Типичная пакетная тонкодвойниковая

микроструктура сплава, наблюдающаяся электронномикроскопически, представлена на рис. 2.



Рис. 1. Эволюция рентгеновских спектров сплава ВТ16 закалка (a), после деформации ( $\delta$ ), после последующих отжигов при 400 (e), 500 (z) и 600°С (d)

Многократная холодная пластическая деформация с суммарным обжатием на 75% существенно изменила структурно-фазовое состояние сплава. Рентгенографически оно идентифицируется уже как α'-ГПУ-фаза. Не обнаружены линии β-фазы, как и характерные отражения орторомбической α"-фазы, а наблюдаемые отражения весьма (в разы) уширены, что обусловлено сильными искаструктуры деформированного жениями сплава (рис. 1 б). Из данных оптической и просвечивающей электронной микроскопии следует, что микроструктура деформированного сплава полностью утрачивает характерную для α' и α"-мартенситов пакетнопластинчатую морфологию (рис. 3 а).

В сплаве повсеместно сформировалась сильно фрагментированная, зеренносубзеренная структура метастабильной  $\alpha$ фазы с равноосной морфологией наноразмерного масштаба. На микродифракционных картинах преобладает кольцевое распределение рефлексов  $\alpha$ -ГПУ-фазы, некоторые из которых сгруппированы в текстурные скопления, что свидетельствует о преобладании большеугловых случайно разориентированных нанозерен. Последующий одночасовой отжиг проводили при 400, 500 и

600°С (см. рис. 1 *в*, *г*, *д*). И если в двух первых случаях в сплаве сохранялась однофазная α-структура, то после отжига при 600°С, сплав начал испытывать обратное превращение в β-фазу (до 20% по массе по данным рентгенофазового анализа).



Рис. 2. Структура α"-мартенсита сплава ВТ16



**Рис. 3.** Электронно-микроскопические изображения и электронограммы сплава BT16 после деформации (*a*) и после отжига 500°С (*б*)

Электронномикроскопически следы такого распада на фоне наноструктурной α-фазы были обнаружены, начиная уже после отжига при 400°С. Однако остается неясным происходит ли при этом выделение высокодисперсных наночастиц В-фазы или расслоение высоколегированной α-фазы на обедненные и обогащенные легирующими элементами нанообласти без изменения типа ГПУ-решетки. После отжига при 500°С наноструктурная картина сплава незначительно изменилась: отмечается некоторое увеличение размеров нанозерен и произвольности их ориентации (см. рис. 3 б). На это указывает как более четкий контраст на изображениях, так и сплошной характер колец рефлексов на дифракциях. Линейные размеры элементов зеренно/субзеренной структуры α-фазы остаются менее 50 нм. И лишь только отжиг при 600°С не только инициирует образование до 20% β-фазы, но и приводит к заметному суммарному снижению микроискажений (см. рис. 1 д) и плотности дислокаций в нанозернах α- и β-фазы (см. рис. 4). Можно полагать, что поскольку по всему объему сплава внутри всех наночастиц размерами порядка 100-150 нм практически не наблюдается дислокационная субструктура, имеют место два конкурирующих процесса: распад с образованием и ростом наночастиц β-фазы и рекристаллизация in situ в наночастицах α-фазы.



Рис.4. Электронно-микроскопическое изображение деформированного сплава ВТ16 после отжига при 600°С

### Список литературы

1. А.А. Попов, И.Ю. Пышминцев, С.Л. Демаков и др., ФММ. 83, №5 (1997) 127.

## ОСОБЕННОСТИ НАНОСТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ AI–Li, ПОДВЕРГНУТЫХ КРУЧЕНИЮ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

## Кайгородова Л. И., Распосиенко Д. Ю., Пушин В. Г., Пилюгин В. П.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия LIKaigorodova@mail.ru

Сплавы на основе системы Al–Li по сравнению с традиционными алюминиевыми сплавами обладают более низким удельным весом и повышенным модулем упругости. Их существенным недостатком является низкая пластичность.

В многокомпонентных сплавах на основе системы Al–Li–Cu–Zr понижение пластичности вызвано как локализацией напряжений, возникающей при взаимодействии движущихся дислокаций с упрочняющей метастабильной фазой  $\delta'$  (Al<sub>3</sub>Li), так и выделением стабильной фазы T<sub>1</sub> (Al<sub>2</sub>CuLi) по границам зерен в виде протяженных пластин.

Выделение метастабильных фаз б' (Al<sub>3</sub>Li) и  $\theta'$  (CuAl<sub>2</sub>) и зарождение протяженных зернограничных выделений стабильной фазы T<sub>1</sub> при искусственном старении сплава Al–Li–Cu–Zr можно предотвратить посредством образования субмикрокристаллической (CMK) структуры с размером зерен 150–400 нм [1]. В состаренном сплаве с CMK - структурой обнаружены мелкодисперсные частицы стабильных фаз T<sub>1</sub> и T<sub>2</sub> (Al<sub>6</sub>CuLi<sub>3</sub>), которые равномерно распределены в объеме зерен и по их границам.

В соответствии с этим, представляет интерес изучить особенности распада пересыщенного твердого раствора в сплаве Al–2% Li–3,1% Cu 0,1% Zr с нанокристаллической структурой (размер зерен менее 100 нм). Для получения HK - структуры исследуемый сплав легировали комплексной добавкой 0,1 % Sc + 0,96 % Mg. Выбор легирующей добавки обусловлен тем, что скандий является эффективным модификатором литой структуры и способствует повышению температуры рекристаллизации деформированных полуфабрикатов, а магний изменяет растворимость основных легирующих компонентов лития и меди в алюминии [2, 3].

Легированный сплав подвергался интенсивной пластической деформации (ИПД) кручением под давлением на наковальнях Бриджмена при нагрузках *P* 4 и 8 ГПа и углах поворота  $\varphi$  0,5–20  $\pi$  рад.

Деформированные образцы искусственно старили при 190 и при 150 °C в течение 10 и 15 ч, соответственно.

Электронно-микроскопическое исследование структуры сплава после ИПД и последующего старения осуществляли методом тонких фольг в электронном микроскопе JEM – 200 CX.

Микроструктура легированного сплава Al–Li–Cu–Zr после ИПД. При нагрузке 4 ГПа микроструктура деформированного сплава определяется углом поворота  $\varphi$ . Так, при  $\varphi = 0,5 \pi$  рад в сплаве формируется нерегулярная ячеистая структура (рис. 1 *a*). Границами ячеек являются широкие сплетения дислокаций. Диаметр свободных от дислокаций центральных областей ячеек составляет 0,3 - 1 мкм. Некоторая размытость рефлексов на соответствующих электронограммах указывает на наличие незначительного градиента разориентировок между ячейками. Увеличение угла  $\varphi$  до  $\pi$  рад приводит к образованию мелкодисперсных равноосных фрагментов диаметром 100–150 нм (рис. 1  $\delta$ ). Границы фрагментов четко не сформированы, однако кольцевой характер соответствующих электронограмм указывает на их большеугловую разориентацию.



**Рис.1.** Микроструктура сплава Al–Li–Cu–0,1 Zr с добавками Sc+Mg; a – светлопольное изображение ячеистой структуры после деформации P = 4 ГПа,  $\phi$  = 0,5  $\pi$  рад и электронограмма;  $\delta$  – светлопольное изображение фрагментированной структуры после деформации P = 4 ГПа,  $\phi$  =  $\pi$  рад и кольцевая электронограмма.

Дальнейшее увеличение угла  $\phi$  до 10  $\pi$  рад при нагрузке 4 ГПа и, особенно, одновременное возрастание нагрузки до 8 ГПа и угла  $\phi$  до 20  $\pi$  рад способствуют измельчению фрагментированной структуры до 50 нм и увеличению степени ее однородности.

Вдоль отдельных границ нанофрагмлентов образуются крупномасштабные, так называемые "дипольные" границы, обрывающиеся внутри фрагментов (на рис. 1  $\delta$  отмечены стрелками). Плотность таких границ возрастает с увеличением нагрузки P от 4 до 8 ГПа и угла поворота  $\varphi$  от 1 до 20  $\pi$  рад. Данные границы подробно рассмотрены в [4].

Микроструктура легированного сплава Al-Li-Cu-Zr после нагрева при 150 и 190 °C. В процессе нагрева сплава после ИПД одновременно реализуются два процесса: рекристаллизация и распад пересыщенного твердого раствора. Образовавшиеся в процессе рекристаллизации зерна диаметром от 50 до 200 нм имеют равноосную форму и хорошо сформированные границы. Возрастание при ИПД нагрузки P от 4 до 8 ГПа и угла поворота  $\varphi$  до 20  $\pi$  рад, а также понижение температуры нагрева от



**Рис. 2.** Микроструктура сплава Al–Li–Cu–0,1 Zr с добавками Sc + Mg после ИПД и последующего нагрева при 150 °C, 15 ч; *а*,  $\delta$  – темнопольные изображения рекристаллизованных нанозерен рефлексе (220)<sub>A1</sub> и соответствующие кольцевые электронограммы; *a* – P = 4 ГПа,  $\phi = 2 \pi$  рад,  $\delta - P = 8$  ГПа,  $\phi = 20 \pi$  рад. 190 до 150 °С способствуют их измельчению (рис. 2 *a*, *б*).

Анализ продуктов распада пересыщенного твердого раствора показал, что ИПД подавляет выделение метастабильных фаз  $\delta'$  и  $\theta'$  и стабильной фазы  $T_1$ . После искусственного старения обнаружено выделение дисперсных частиц стабильных фаз  $T_2$  (Al<sub>6</sub>CuLi<sub>3</sub>) и S<sub>1</sub> (Al<sub>2</sub>LiMg) в форме плоских дисков. (Заметим, что в исследуемом сплаве с макрокристаллической структурой эти фазы выделяются в виде

протяженных пластин только при высокотемпературных отжигах.)

В состаренном при 150 °С, 15 ч частицы фазы  $T_2$  диаметром до 20 нм выделяются преимущественно на границах нанозерен, а частицы фазы  $S_1$  диаметром не более 10 нм выделяются как на границах нанозерен, так и в их объеме (рис. 4 *a*, *б*). Плотность распределения частиц обеих фаз достаточно высока. Повышение температуры отжига до 190 °С, 10 ч приводит к коагуляции выделившихся на границах зерен частиц  $T_2$  - фазы: их диаметр возрос ~ в 1,5 - 2 раза (рис. 4 *в*). Качественный анализ показал, что это сопровождается значительным снижением плотности распреде-

ления частиц T<sub>2</sub>. Частицы S<sub>1</sub> – фазы сохранились преимущественно на границах (рис. 4 *г*). Этот факт косвенно подтверждается резким ослаблением рефлексов фазы.



**Рис. 3.** Кривые распределения зерен по размерам после ИПД и нагрева: а – 190 °C, 10 ч; б – 150 °C, 15 ч.



Рис. 4. Микроструктура сплава Al –Li–Cu–0,1Zr с добавками Sc+Mg после ИПД и последующего нагрева:  $a, \delta$  – при 150 °C, 15 ч, e, c – при 190 °C, 10 ч; темнопольные изображения: a – в рефлексе (530)<sub>T2</sub>,  $\delta$  – рефлексе (660)<sub>S1</sub>, e – в рефлексе (620)<sub>T2</sub>, c – в рефлексе (660)<sub>S1</sub>

Проведенное исследование позволило заключить, что повышение дисперсности зеренной структуры при снижении температуры отжига от 190 до 150 °C определяется плотностью распределения частиц выделившихся фаз.

#### Заключение

Легирование сплава Al–Li–Cu–Zr комплексной добавкой Sc + Mg позволяет получить в нем нанокрсталлическую рекристаллизованную структуру. Образование такой структуры устраняет структурные факторы, вызывающие снижение пластичности крупнокристалического сплава: выделение метастабильной фазы  $\delta'$  с упорядоченной по типу L1<sub>2</sub> структурой и зарождение фазы T<sub>1</sub> по границам зерен в виде протяженных пластин.

### Список литературы

- 1. Л.И. Кайгородова, Е.И. Владимирова, В.П. Пилюгин и др., ФММ. 95 1 (2003) 63.
- 2. Елагин В.И., Захаров В.В., Ростова Т.Д. Перспективы легирования алюминиевых сплавов скандием. Цветные металлы, 1982, № 12, с. 96 99.
- 3. Мондольфо Л.Ф. Структура и свойства алюминиевых сплавов. М.: Металлургия, 1979, 639 с.
- 4. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986, 224 с.

## МОДЕЛИ ДИФФУЗИИ ПО НЕРАВНОВЕСНЫМ, МИГРИРУЮЩИМ ГРАНИЦАМ ЗЕРЕН И ДИСЛОКАЦИОННЫМ ТРУБКАМ В НАНОСТРУКТУРНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Красильников В. В.<sup>1</sup>, Савотченко С. Е.<sup>2</sup>

 <sup>1</sup> ГОУ ВПО «Белгородский государственный университет», Россия, Белгород, kras@bsu.edu.ru
 <sup>2</sup> ГОУ ДПО «Белгородский региональный институт повышения квалификации и профессиональной переподготовки специалистов», Россия, Белгород,

savotchenko@hotbox.ru

В [1] указано, что реальный диффузионный эксперимент с нанокристаллами происходит при зависящем от времени коэффициенте диффузии, что сказывается на его экспериментально измеряемом значении. Наличие зависимости коэффициента диффузии от времени объясняется тем, что границы зерен находятся в неравновесном состоянии в образцах, приготовленных незадолго до проведения экспериментов.

Рассмотрим сначала обобщение предложенных в [1,2] моделей зернограничной диффузии. Пусть граница зерна представляет собой однородную прямоугольную пластину толщины δ, расположенную в полубесконечном образце. При этом плоскость границы перпендикулярна поверхности нанокристалла (плоскость *уOz*), на которую нанесен диффузант. Предполагается также, что граница, лежащая параллельно плоскости xOy, перемещается с постоянной скоростью V по нормали к своей поверхности, т.е. вдоль оси Оу. Кроме того, предполагается, что любая точка кристалла пересекается лишь одной мигрирующей границей (по аналогии с моделью неподвижной изолированной границы [2]). Это предположение означает, что расстояние между границами зерен d<sub>s</sub> существенно больше смещения границы. В этом случае концентрация в точке кристалла, где проходит мигрирующая граница в текущий момент времени t, равна мгновенной концентрации c(x, t) в границе зерен в тот момент времени, когда граница минует эту точку. Также предполагается, что диффузия происходит в режиме С, т.е. когда объемная диффузия пренебрежительно мала по сравнению с зернограничной. В этом случае диффузант может попасть только в те точки кристалла, которые пересекаются движущейся границей. При диффузии примесей сегрегация может приводить к тому, что лишь часть диффузанта остается в объеме позади мигрирующей границы. Считается, что первоначально образец не содержит диффузанта. При рассмотрении процесса диффузии из поверхностного источника с концентрацией c<sub>s</sub> используется краевое условие 1-ого рода. Математическая постановка сформулированных предположений сводится к первой начально-краевой задачи на полуоси с неравновесным коэффициентом зернограничной диффузии D(t). Решение такой задачи для произвольной зависимости коэффициента диффузии от времени можно записать в виде 2

$$c(x,t) = \frac{x}{2\sqrt{\pi}} \int_{0}^{t} c_{s}(\tau) D(\tau) \frac{e^{-V(t-\tau)/\delta - \frac{x}{4\Delta I(t,\tau)}}}{\Delta I(t,\tau)^{3/2}} d\tau, \qquad (1)$$

где 
$$\Delta I(t,\tau) = \int_{\tau}^{t} D(s)ds = I(t) - I(\tau), \quad I(t) = \int_{0}^{t} D(s)ds$$

В постановке большинства диффузионных задач рассматривается источник с постоянной концентрацией  $c_s = \text{const} > 0$ . Тогда выражения для концентрации диф-

43

фузанта (1) из источника с постоянной концентрацией будет определяться исключительно видом зависимости коэффициента диффузии от времени. Зависимость от времени неравновесного коэффициента диффузии в случае нестационарных границ зерен имеет вид [1]  $D(t) = D_e \exp(\Delta E / k_B T)$ , где  $D_e$  – коэффициент зернограничной диффузии в случае равновесных границ, T – температура отжига,  $k_B$  – константа Больцмана,  $\Delta E$  – избыточная энергия неравновесных границ зерен, приходящаяся на один атом:  $\Delta E(t) = \Delta E_0 \exp(-t/t_0)$ , где  $\Delta E_0$  – значение избыточной энергии границ зерен, до которого происходит релаксация,  $t_0$  – время релаксации.

Анализ выражения (1) показал, что при диффузии по неравновесным и мигрирующим границам зависимость концентрации диффузанта от времени отжига меняется качественным образом: она перестает быть монотонной (рис.1.*a*). При некотором, сравнительно небольшом, значении времени отжига наблюдается максимум концентрации. С увеличением времени отжига концентрация диффузанта немного понижается, а затем остается постоянной, достигая значения насыщения.



Рис.1. Распределение концентрации (4) при диффузии из постоянного источника при фиксированной температуре и различных значениях параметров: *a*)  $V = 2V_0$ ,  $\Delta E_0 = 2k_BT$ , линии: (1) –  $\xi = 0.3$ ; (2) –  $\xi = 0.75$ ; (3) –  $\xi = 1.4$ ;  $\xi = x/\sqrt{D_e t_0}$ ; *b*)  $V = 2V_0$ ,  $t = t_0$ , линии: (1) –  $\Delta E_0 = 0.5k_BT$ ; (2) –  $\Delta E_0 = k_BT$ ; (3) –  $\Delta E_0 = 5k_BT$ ; *c*)  $V = 2V_0$ ,  $\xi = 0.75$ , линии: (1) –  $t = 0.8t_0$ ; (2) –  $t = 1.3t_0$ ; (3) –  $t = 3t_0$ ; *d*)  $\Delta E_0 = 2k_BT$ ,  $\xi = 0.75$ , линии: (1) –  $t = 0.5t_0$ ; (2) –  $t = 1.2t_0$ ; (3) –  $t = 3t_0$ .

Следует отметить, что неравновесность границ способствует более глубокому проникновению диффузанта в образец, чем миграция границ. При одном и том же времени отжига концентрация диффузанта при диффузии по мигрирующим границам спадает гораздо быстрее, чем при диффузии по неравновесным границам. Это означает, что глубина проникновения диффузанта в образец определяется в большей степени неравновесностью границ зерен, чем их миграцией. Установлено, что на заданной глубине и фиксированной скорости миграции концентрация диффузанта монотонно возрастает с увеличением избыточной энергии неравновесных границ (рис.1.с). Увеличение скорости миграции границ приводит к понижению концентрации диффузанта (рис.1.d). Однако при диффузии по неравновесным и мигрирующим границам значения концентрации на фиксированной глубине при относительно больших скоростях миграции не сходятся при различных временах отжига в одну

линию, как в случае диффузии по равновесным мигрирующим границам. Такое различие концентрационных профилей может служить для определения типа диффузии, то есть показывать то, что диффузия происходит по неравновесным мигрирующим границам [3].

Предлагается обобщение модели Вуттига–Бирнбаума для случая диффузии по нестационарным дислокационным трубкам [2,4]. Неравновесность дислокационных трубок может иметь большое значение при измерении коэффициентов диффузии по дислокационных трубок еще не произошла до конца, что может повлиять на измеряемые значения эффективного коэффициента диффузии. Можно ввести их избыточную энергию (на один атом) и зависимость от времени неравновесного коэффициента диффузии по дислокациям, и использовать приведенные выше выражения. Для метода накопления необходимо вычислить количество диффузанта Q, прошедшего за время t через образец и собравшегося на единице площади тыльной поверхности кристалла. Это количество диффузанта в модели «открытой трубки» определяется через концентрацию диффузанта, прошедшего через образец, которое можно назвать обобщением решения Вуттига-Бирнбаума для диффузии по неравновесным дислокационным трубкам [5].





**Рис. 2.** Характерные зависимости концентрации диффузанта в дислокационной трубке при различных значениях избыточной энергии неравновесности: (1) –  $\Delta E_0 = 0$ ; (2) –  $\Delta E_0 = 0.7k_BT$ ; (3) –  $\Delta E_0 = 1.5k_BT$ ; (4) –  $\Delta E_0 = 2.2k_BT$ .

**Рис. 3.** Характерные количества диффузанта при различных значениях избыточной энергии неравновесности: (1) –  $\Delta E_0 = 0$ ; (2) –  $\Delta E_0 = 0.7k_BT$ ; (3) –  $\Delta E_0 = 1.5k_BT$ .

Установлено, что чем выше значение избыточной энергии неравновесных дислокационных трубок  $\Delta E_0$ , до которого происходит релаксация, тем выше значение концентрации диффузанта на фиксированной глубине в один и тот же момент времени (рис.2). Увеличение значение избыточной энергии неравновесных дислокационных трубок  $\Delta E_0$  приводит к увеличению количества диффузанта, приникающего в образец за одинаковые промежутки времени (рис.3).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-01-00086.

#### Список литературы

- 1. Назаров А.А. ФТТ. 2003. Т.45. Вып.6. С.1112-1114.
- Колобов Ю.Р. Диффузионно-контролируемые процессы на границах зерен и пластичность металлических поликристаллов. Новосибирск: Наука. Сиб. предприятие РАН, 1998. 184 с.
- 3. Красильников В.В., Савотченко С.Е. Известия РАН. Серия физическая. 2009. Т.73. №9. С1348-1354.
- 4. Kaur I., Mishin Y., Gust W. Fundamentals of Grain and Interphase Boundary Diffusion. Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 1995. 512 p.

5. Красильников В.В., Савотченко С.Е. XVIII Петербургские чтения по проблемам прочности и роста кристаллов. Ч.П. Санкт-Петербург, 2008. С. 128-130.

## РАСЧЕТ ТУННЕЛЬНОЙ ВЕРОЯТНОСТИ РАЗРЫВА НАГРУЖЕННОЙ ПОЛИМЕРНОЙ МОЛЕКУЛЫ

### Гиляров В. Л., Слуцкер А. И.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН Vladimir.Hilarov@mail.ioffe.ru

Механическое разрушение полимеров (как и других твердых тел) представляют собой явление не критического, а кинетического характера. Это выражается в том, что разрыв полимерного тела может происходить и при сравнительно низких нагрузках, но не мгновенно, а за конечное время, тем большее, чем меньше нагрузка [1]. Элементарными актами в кинетике разрушения полимеров (в области ниже температур стеклования) выступают разрывы напряженных межатомных связей в скелетах цепных молекул – разрывы молекул, зарегистрированные экспериментально методами ЭПР, ИКС, масс-спектрометрии[1]. Разрыв межатомной связи требует преодоления потенциального барьера, остающегося конечным по высоте при действии на связь напряжения ниже теоретической прочности связи. Преодоление этого барьера может происходить по двум механизмам:

- по механизму надбарьерного перехода – за счет локальной флуктуации тепловой энергии. Такой механизм становится доминирующим при повышенных температурах (в классической области).

- по механизму подбарьерного перехода – квантового туннелирования. Такой механизм, (если он реализуется) должен стать доминирующим при низких температурах.

Теоретические оценки вероятности туннельного разрыва напряженных межатомных связей производились [2–5], но не были достаточно детализированными, что затрудняло выяснение вопроса об участии туннелирования при анализе экспериментальных данных по разрушению полимеров.

Задачей настоящей работы явилось проведение более тщательного и детального расчетно-теоретического рассмотрения туннельного механизма разрыва напряженной межатомной связи в скелете цепной полимерной молекулы.

Разрыв межатомной связи в скелете нагруженной полимерной молекулы рассмотрен на модели двухатомного фрагмента одномерной цепочки атомов при действии растягивающей силы вдоль оси цепочки. Такой фрагмент в динамическом отношении представляем квантовым одномерным ангармоническим осциллятором, потенциальную яму которого описываем потенциалом Морзе. Покидание атомом этой потенциальной ямы (распад осциллятора) принимаем за акт разрыва межатомной связи.

Приложение к осциллятору растягивающей силы ( $P = F/F_m$  – в единицах предельной прочности связи  $F_m = D\alpha/2$ ,  $D, \alpha$  – параметры потенциала Морзе) задает:

- безразмерную высоту барьера  $E_m = \sqrt{1-P} + \frac{P}{2}\ln(1-\sqrt{1-P}) - \frac{P}{2}\ln(1+\sqrt{1-P})$  (в единцах энергии диссоциации *D*,

- основную частоту колебаний  $\omega \approx \sqrt{D\alpha^2/m} \cdot \sqrt{\left(1 + \sqrt{(1-P)}\right)^2 - 1 - \sqrt{1-P}}$  (*m* – приведенная масса атома)

 уровни энергии в потенциальной яме, полученные модификацией формулы для уровней ненагруженного осциллятора [6]:

$$E_n(P) = E_m(P) - E_m(P) \left[ 1 - \frac{\hbar \omega(P)}{2DE_m(P)} \left( n + \frac{1}{2} \right) \right]^2 (n = 0, 1, 2..).$$

Одним из путей покидания атомом ямы является туннельный выход атома с того уровня энергии, на котором этот атом находится. Чем выше этот уровень, тем меньше преодолеваемая ширина и высота барьера и тем выше вероятность туннельного выхода атома (туннельная прозрачность барьера). Заселенность уровней  $E_n(P)$  определяется температурой согласно распределению Больцмана  $w_T(E_n) = \exp(-E_n \cdot D/kT)/Z$ , где статистическая сумма  $Z = \sum_n \exp(-E_n/kT)$ .

Вероятность туннельного распада осциллятора в единицу времени (сумма вероятностей туннелирования с каждого из уровней  $E_n(P)$ ):

$$w_{tun} = \frac{\omega(P)}{2\pi \cdot Z} \sum_{n} \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U(x, P) - E_n(P) \cdot D)} dx\right] \cdot \exp\left(-\frac{E_n(P) \cdot D}{kT}\right)$$
(1)

где U(x, P) – потенциальный рельеф для нагруженного осциллятора;  $x_1, x_2$  - координаты начала и конца пути туннелирования, которые определяются решением уравнения:  $U(x, P) - E_n D = 0$ .

В результате расчета выяснилось, что вероятность туннельных выходов частицы из ямы с ростом температуры резко увеличивается. Такое явление объясняется экспоненциальным с температурой ростом заселенности тепловых уровней, туннелирование с которых происходит при меньших значениях ширины и высоты барьера, что резко повышает его туннельную прозрачность.

Вторым способом распада осциллятора является надбарьерный выход частицы из потенциальной ямы (за счет таких флуктуаций энергии, для которых  $E_n \ge E_m(P)$ ).

Вероятность надбарьерного распада осциллятора в единицу времени с хорошей степенью точности равна:

$$w_{up}(P,T) \approx \frac{\omega(P)}{2\pi} \exp\left(-\frac{E_m(P) \cdot D}{kT}\right)$$
 (2)

(численно показано, что вероятность надбарьерного квантового отражения мала при любых температурах). Суммарная вероятность распада осциллятора в единицу времени:

$$w_{\Sigma}(P,T) = w_{tun}(P,T) + w_{up}(P,T)$$

Тогда «среднее время жизни» осциллятора под нагрузкой – среднее время ожидания разрыва напряженной межатомной связи в скелете полимерной молекулы:

$$\tau(P,T) = \left(w_{tun}(P,T) + w_{up}(P,T)\right)^{-1}$$
(3)

Расчеты  $\tau(P,T)$  по выражению (3) с учетом (1) и (2) были произведены для характерных значений физических величин, относящихся к цепной молекуле полиэтилена ( $-CH_2 - CH_2 - CH_2 - ): D = 6.4 \cdot 10^{-19}$  J,  $m_{CH_2} = 1.16 \cdot 10^{-26}$  кг (приведенная масса),  $\alpha = 1.6 \cdot 10^{10}$  M<sup>-1</sup>.

Результаты расчета  $\tau(P,T)$  для P = 0.80 и P = 0.85 приведены на рис. 1 в аррениусовских координатах.

Важной особенностью рассчитанной зависимости  $\tau(P,T)$  является наличие двух участков:

– при высоких температурах – экспоненциальное спадание времени  $\tau$  с ростом температуры – свидетельство о доминировании термофлуктуационного механизма разрыва скелетных связей.

– при низких температурах – «атермическое плато» – независимость времени  $\tau$  от температуры – свидетельство доминирования туннельного механизма разрыва скелетных связей.





1 - P = 0.8 2 - P = 0.85

Результаты сделанных расчетов открывают возможность анализа экспериментальных данных по долговечности полимеров с выяснением реальности участия квантового эффекта – туннелирования в кинетике механического разрушения полимеров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 08-03-00148).

### Список литературы

- 1. В.Р. Регель, А.И. Слуцкер, Э.Е. Томашевский. Кинетическая природа прочности твердых тел. Наука, М. (1974). 560 с.
- 2. Р.Л. Салганик. ФТТ 12, 5, 1336 (1970)
- 3. J.J. Gilman, H.C. Tong. J. Appl. Phys. 42, 9, 3479 (1971)
- 4. Б.М. Тулинов, В.В. Тулинова. Физ.-хим. мех. матер. №3б 116 (1979)
- 5. М.И. Дьяконов. ФТТ **29** 9, 2587 (1987)
- 6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Наука, М. (1989). 768 с.

## ОСОБЕННОСТИ КРИВЫХ РАСТЯЖЕНИЯ С ТОКОМ В УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТЫХ ТИТАНОВЫХ СПЛАВАХ

### Столяров В. В.

Институт машиноведения РАН, Москва, Россия vlstol@mail.ru

Одним из подходов к увеличению технологической пластичности материалов является метод, основанный на электропластическом эффекте (ЭПЭ) [1, 2]. Недавно было показано, что ЭПЭ не только повышает деформируемость, но и обеспечивает формирование наноструктуры, например, в сплавах TiNi с фазовым превращением [3]. Важным аспектом является выяснение природы ЭПЭ, который первоначально был обнаружен в монокристаллах чистых металлов или крупнозернистых (КЗ) однофазных сплавах без фазовых превращений [4, 5, 6]. Авторы работ [7, 8] исследовали ЭПЭ в крупнозернистом (КЗ) сплаве TiNi. В данной работе исследуется феноменология ЭПЭ при растяжении с импульсным током в ультрамелкозернистых (УМЗ) Ti-сплавах, полученных методом ЭПД.

УМЗ (нано- и субмикрокристаллическая) структура в сплавах ВТ1-0 и  $Ti_{49.3}Ni_{50.7}$  была получена комбинацией методов РКУП, ЭПД ( $e = 1.81, j = 168 \text{ A/мм}^2$ ) и отжига, описанных в [3, 9] (рис. 1).



a) TiNi,

б)BT1-0



Кривые растяжения при воздействии одиночных или множественных импульсов тока, записанные одновременно с измерением температуры методом инфракрасной камеры [10], для разных структурных состояний показаны на рис. 2. Их особенностью является возникновение скачков напряжения, соответствующих отдельным импульсам тока. Направление (вверх-вниз) и амплитуда скачка (25–300 МПа) зависят от структурного состояния сплава и типа импульсов. Скачки напряжения вниз с амплитудой < 50 МПа наблюдались только в КЗ сплаве (рис. 2*a*). Они появляются за пределами напряжения фазового превращения  $\sigma_m$  после дислокационного предела текучести. Скачки вверх наблюдались при  $\sigma \ge \sigma_m$  для КЗ и НК состояний. Максимальная амплитуда скачка напряжения 200 МПа соответствует КЗ сплаву. Амплитуда скачков уменьшается с деформацией от максимального до ноля при *j* =  $3x10^3$  А/мм<sup>2</sup> и  $\tau = 1$ мкс (рис. 2*a*). Уменьшение длительности импульса от 1 до 0.1 мкс и плотности единичных импульсов тока менее  $3.0x10^3$  А/мм<sup>2</sup> (рис. 2*б*) вызывает уменьшение в амплитуде скачка напряжения до его исчезновения. Напротив, переход от единичных к множественным импульсам резко повышает амплитуду скачка напряжения до 500 МПа.



Рис. 2 Кривые растяжения с одиночными импульсами для сплава TiNi в K3 (*a*) и HC состояниях (*б*)

Относительно небольшой прирост температуры (<45°C) от каждого импульса тока приводит к значительным амплитудам напряжения (рис. 3 *a*,  $\delta$ ). Видно также, что релаксация напряжений для скачков обоих типов происходит быстрее (15–20 с), чем релаксация температуры (25–30 с). Скачки напряжений вверх релаксируют медленнее (20 с), чем скачки вниз (15 с).

На рис. 4 (a,  $\delta$ ) показаны кривые растяжения с током для чистого Ti в K3 и CMK состояниях. Видно, что различие кривых состоит не только в уровне напряжений течения, но и в амплитуде скачков напряжения. Амплитуда скачков напряжения для K3 Ti (100–120 MПа) выше, чем для CMK Ti (50 MПа), что указывает на уменьшение ЭПЭ с уменьшением размера зерна. Этот факт подтверждается очень слабым ЭПЭ и даже его отсутствием в HK TiNi [10].



**Рис. 3.** Релаксация температуры (кривая 1) и напряжения (кривая 2) на начальной (*a*) и конечной стадии (б) при растяжении КЗ TiNi (в увеличенном масштабе).



Рис. 4. Кривые растяжения с током в КЗ (а) и УМЗ (б) Ті

Таким образом, введение импульсного тока при растяжении вызывает скачки напряжений «вверх-вниз», связанные либо с фазовым превращением (TiNi), либо с эффектом электропластичности (Ti). ЭПЭ является структурно-чувствительным свойством, величина которого уменьшается при измельчении структуры и даже исчезает в нанокристаллическом состоянии.

Работа поддержана РФФИ (гранты 08-08-00497-а, 08-08-92202) и Рособразованием (проекты 2.1.2./385 и П340).

### Список литературы

- 1. О.А. Троицкий, Ю.В. Баранов, Ю.Авраамов, А.Д. Шляпин, «Физические основы и технологии современных материалов» Москва-Ижевск, 2004.
- 2. Y. Jiang, G. Tang, L. Guan, et al // J. Mater. Res., 23, 10 (2008) 2685.
- 3. В.Столяров, У. Угурчиев, И.Трубицына, и др // ФТВД, 4, 16, (2006) 64.
- 4. О.А. Троицкий, Письма в ЖТФ, 10, (1969)18-22
- 5. Okazaki K., Kagawa M., Conrad H., Scr. Met., 12, 11 (1978) 1063-1068
- 6. H. Conrad // Mater. Sci. Eng. A, 287, (2000) 276.
- V. Stolyarov // Trans Tech Publications, Switzerland Mater. Sci. Forum 584-586, (2008) 507.
- 8. V. Stolyarov // Mater. Sci. Eng. A, 503, 15, (2009) 18.
- В. В. Столяров, Е. А. Прокофьев, С. Д. Прокошкин и др. ФММ, 100, 6 (2005) 91-102
- 10. У.Угурчиев, И.А. Пантелеев, О.А. Плехов и др., Тезисы «Бенштейновские чтения по термомеханической обработке металлических материалов», МИСиС, 28.10.09, с.123.

# МЕХАНИЗМЫ СТРУКТУРНОЙ ПЕРЕСТРОЙКИ В ПРОЦЕССЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОВОЛОКОН

## Старостенков М. Д., Синица Н. В., Яшин А. В., Хорошилов Д. Е.

Алтайский государственный политехнический университет им.И.И.Ползунова, г.Барнаул, Россия. .genphys@mail.ru

Известно, что размерный фактор во многом определяет физические и физикомеханические свойства материалов: с уменьшением размера обнаруживается повышение прочности и уменьшение пластичности объекта [1]. Среди групп нанообъектов в последние пять лет особое внимание уделяется металлическим нановолокнам или нанопроволокам [2]. Под нановолокнами подразумеваются материалы, имеющие в поперечном сечении размер не более 100 нм и значительно протяженные по длине.

Целью настоящей работы является исследование особенностей структурноэнергетических превращений происходящих в металлических нановолокнах в процессе высокоскоростной деформации одноосного растяжения.

Ранее, при исследовании по методу вариационной квазистатики в квазитрехмерном приближении структурных перестроек в стартово-идеальном нановолокне монокристалла чистого Ar при одноосном растяжении, было обнаружено наличие множества стадий, таких как возникновение волн статических атомных смещений, в зоне интерференции которых возникают дислокации, стадия накопления дислокаций, возникновение микропор и микротрещин [3].

#### Модель и методика компьютерного эксперимента

В настоящей работе исследовались механизмы структурной перестройки в процессе высокоскоростной деформации одноосного растяжения в металлических нановолокнах. В качестве объектов исследования использовались нановолокна чистых металлов Ni, Al и интерметаллида Ni<sub>3</sub>Al со сверхструктурой L1<sub>2</sub>.

Исследование динамики структурной перестройки выполнялось методом молекулярной динамики с использованием парных потенциальных функций Морза [4]. Расчетный блок нановолокна представлялся в виде прямоугольного параллелепипеда с квадратным основанием в плоскости (001) и высотой (осью нановолокна), соответствующей направлению <001>. Размер расчетного блока равнялся 12×12×18 элементарных ячеек (4,07×4,07×6,20 нм<sup>3</sup>). Общее количество атомов составляло 10368. К границам расчетного блока прикладывались смешанные граничные условия: свободные в направлениях <100>,<010> и жесткие в направлении <001>.

Динамическая одноосная деформация растяжения моделировалась посредством поступательного смещения всех атомов, составляющих жесткие границы, вдоль оси <001> на 0,002 нм через 0,1 пс, что соответствовало скорости деформации 3,2·10<sup>9</sup> с<sup>-1</sup>. Компьютерный эксперимент выполнялся при температурах 10 К, 300 К и 1100 К (для интерметаллида Ni<sub>3</sub>Al).

Исследовались нановолокна интерметаллида Ni<sub>3</sub>Al как в стартово-идеальных конфигурациях (отсутствие каких-либо дефектов, кроме свободной поверхности), так и при наличии в них равномерно распределенных сдвиговых антифазных границ (A $\Phi\Gamma$ ) ½<110>{001} (от 1 до 7 границ одновременно). Границы поочередно внедрялись равномерно в направлении <001> по всей протяженности нановолокна так, чтобы их расположение соответствовало геометрической равноудаленности от жестких границ (захватов). Данная модель соответствовала сверхструктуре типа L1<sub>2</sub>(M).

Результаты и обсуждение

Ранее в работе [5] были выявлены четыре основные стадии деформации нановолокон чистых металлов Ni и Al. В настоящей работе в результате динамической деформации идеального нановолокна Ni<sub>3</sub>Al прослеживались те же четыре основных стадии деформации, что и в [5]: квазиупругая, пластическая, течения и разрушения. На каждой стадии деформации нановолокна реализовывались характерные для нее механизмы структурно-энергетических превращений.



**Рис.1.** Зависимость запасенной энергии деформации и напряжения на захватах от времени при температуре 300 К

На квазиупругой стадии деформации происходило накопление вакансий, межузельных атомов и точечных дефектов замещения (ТДЗ). Количество точечных дефектов увеличивалось с ростом температуры эксперимента. Запасенная энергия деформации изменялась по параболическому закону, напряжение на захватах росло линейно (рис.1). Структура нановолокна не изменялась, что подтверждается отсутствием атомов с гексагональной плотноупакованной (ГПУ) и промежуточной топологиями ближайших соседей (рис.2). В конце первой стадии происходило проскальзывание частей нановолокна с образованием антифазных доменов (АФД). Границы АФД представляли собой сверхструктурные дефекты упаковки (ДУ) и АФГ. При температурах 10 К и 300 К в конце первой стадии деформации на боковой поверхности нановолокна были видны линии скольжения, расположенные под углом 35-45° к оси растяжения.

В процессе *пластической* деформации происходило относительное проскальзывание АФГ типа  $\frac{1}{2} <110 > \{111\}$ . Механизмы структурно-энергетических превращений на этой стадии зависели от ориентации оси растяжения, материала нановолокна и температуры эксперимента. В нановолокнах Ni<sub>3</sub>Al образовывались новые сверхструктурные дефекты в виде АФГ и АФД.



**Рис. 2.** График зависимости числа атомов с ГПУ топологией ближайших соседей (жирная линия) и с промежуточной топологией ближайших соседей (тонкая линия) от времени при температуре 10 К

На стадии *течения* перестройка атомной структуры происходила преимущественно в области шейки, образовавшейся в конце второй стадии. Величины запасенной энергии деформации и напряжения на захватах изменялись на данной стадии незначительно.

После *разрушения* нановолокно разделялось на две части, перестройки атомной структуры не наблюдалось. С ростом температуры происходило изменение в картинах зависимости запасенной энергии и напряжения от времени деформации. При высоких температурах квазиупругая стадия исчезала.

На примере нановолокон  $Ni_3Al$  с ориентациями осей растяжения в направлениях <001> показано, что скорость деформации оказывает непосредственное влияние на особенности структурно-энергетических превращений в процессе одноосного растяжения, величину откольной прочности и длительность первой стадии деформации.

С увеличением скорости деформации увеличивалось значение относительной деформации, при которой достигалось максимальное напряжение на захватах. При самой высокой из рассматриваемых скоростей деформации, составляющей порядка  $10^{10}$  с<sup>-1</sup>, вместо скольжения по плоскостям наиболее плотной упаковки, при температуре 300 К наблюдалось разрушение структуры нановолокна.

Наряду с обнаруженными закономерностями структурно-энергетических превращений в идеальных нановолокнах Ni<sub>3</sub>Al, в нановолокнах Ni<sub>3</sub>Al с внедренной концентрацией длиннопериодных сдвиговых АФГ наблюдались определенные изменения.

Было получено, что с увеличением числа внедренных АФГ в направлении <001> (периода антифазности) в нановолокне при температурах 10 К и 300 К, происходило изменение временных интервалов стадий деформации, а именно наблюдалось увеличение продолжительности стадии пластической деформации. С увеличением концентрации АФГ при T=10 К и 300 К возрастало время, в течение которого нановолокно разрушалось и, как следствие, изменялся профиль кривой запасенной энергии. Напротив, с увеличением концентрации внедренных АФГ при T=1100 К (температура инверсии положительной температурной зависимости предела текучести) наблюдалось сокращение времени до полного разрыва нановолокна, а именно уменьшался временной интервал стадии пластической деформации.

### Список литературы

- 1. Андриевский Р.А., Глезер А.М. Прочность наноструктур. –М.:УФН, 2009. с.337-357.
- Koh S.J.A., Lee H.P. Molecular dynamics simulation of size and strain rate dependent mechanical response of FCC metallic nanowires // Nanotechnology. - 2006. - V. 17. - P. 3451-3467.
- 3. Старостенков М.Д., Дмитриев С.В., Овчаров А.А. Моделирование движения призматических дислокаций в квазитрехмерной модели кристалла твердого аргона / В сб. Роль сил межатомного взаимодействия при структурных переходах (моделирование на ЭВМ).- Ижевск, 1994, с. 45.
- 4. Царегородцев А.И., Горлов Н.В., Демьянов Б.Ф., Старостенков М.Д. Атомная структура АФГ и ее влияние на состояние решетки вблизи дислокации в упорядоченных сплавах со сверхструктурой L1<sub>2</sub>. Физика металлов и металловедение. 1984. Т. 58. № 2. С. 336.
- 5. Старостенков М.Д., Яшин А.В., Дудник Е.А., Синица Н.В., Хорошилов Д.Е. Структурноэнергетические превращения в металлических нановолокнах в условиях высокоскоростной динамической деформации растяжения // Перспективные материалы. - 2009. - Специальный выпуск №7. - С. 383-388.

## ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ СКОЛЬЗЯЩЕЙ РЕАГИРУЮЩЕЙ ДИСЛОКАЦИИ НА НАПРЯЖЕНИЕ РАЗРУШЕНИЯ ОБРАЗОВАННЫХ СОЕДИНЕНИЙ

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

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

В данной работе использован предложенный ранее авторами метод, а котором геометрия дислокационного соединения рассмотрена для случая произвольного, несимметричного пересечения реагирующих дислокационных сегментов (рис.1). Энергия дислокационной конфигурации, образовавшейся после реакции, опиисывается функцией двух переменных. Равновесное положение тройных дислокационных узлов, которыми ограничено дислокационное соединение, соответствует минимуму энергии всей дислокационной конфигурации. Аналитически нахождение минимума энергии системы, при данном рассмотрении, сводится к нахождению минимума функции двух переменных [1-3].



**Рис. 1.** Геометрия дислокационной конфигурации с выбранной системой координат *XOY*. Скользящая дислокация *PQ* и дислокация леса *MN* пересекаются в т. О, образуя два тройных узла *E* и *F*, соединенных сегментом комбинированной дислокации или дислокационным соединением *EF*, расположенным на оси *OY*. Углы наклона скользящей дислокации *PQ* и дислокации леса *MN* к линии пересечения плоскостей скольжения до образования соединения есть  $\alpha$  и  $\varphi$ . Оба узла *E* и *F* под действием приложенного напряжения  $\tau$  получают смещение, новое положение узлов обозначено *K* и *L*. *ABCD* – тетраэдр Томпсона.

Представленные результаты рассчитаны для реакции 16:  $B\dot{A}, d + A\dot{D}, c = B\dot{D}, c$ , в случаи оси деформации [100], плотности дислокаций  $\rho=10^{13}$  м<sup>-2</sup>, модуля сдвига  $G = 5,46 \cdot 10^4$  МПа, модуля вектора Бюргерса –  $b = 2,5 \cdot 10^{-10}$  м.

Особенностью данной реакции является равенство угла наклона α скользящей дислокации к линии пересечения реагирующих плоскостей (рис.1) и угла ψ, характеризующего ориентацию реагирующей скользящей дислокации (ψ – угол между вектором Бюргерса дислокации и осью этой дислокации).

При расчетах рассмотрена следующая схема пересечений реагирующих дислокаций: отношение сегментов скользящей дислокации  $\gamma_g = QO/QP - \phi$ иксировано, а отношение сегментов дислокации леса  $\gamma_f = NO/NM$  варьируется в пределах от 0,1 до 0,9. Схемы, рассматриваемых дислокационных конфигураций, представлены на рис.2 в случае  $\gamma_g = QO/QP = 0.5$ . Расчеты проведены для фиксированного значения угла наклона  $\varphi$  дислокации леса к линии пересечения реагирующих плоскостей (рис.1),  $\varphi = 10^\circ$ . Угол  $\alpha$  наклона скользящей дислокации к линии пересечения реагирующих плоскостей (рис.1), варьируется от  $\alpha = \psi = 10^\circ$  до  $\alpha = \psi = 80^\circ$ .



**Рис.2.** Схемы дислокационных конфигураций, образованных при фиксированном параметре пересечения скользящей дислокации  $\gamma_g = QO/QP = 0.5$  (т.е. при взаимодействии реагирующая скользящая дислокация пересекается посередине), а отношение сегментов дислокации леса  $\gamma_f = NO/NM$  варьируется от 0.1 до 0.9.

На рис. З представлены зависимость значений напряжений разрушения  $\tau_r$  от ориентации скользящей дислокации ( $\alpha = \psi = 10^{\circ} \div 80^{\circ}$ ), при фиксированном значении параметра  $\gamma_g = QO/QP = 0.5$ .

Из графика видно, что наибольших напряжений  $\tau_r$ , для разрушения образованных соединений, требуется в случае взаимодействия скользящих реагирующих дислокаций, ориентация которых близка к винтовым ( $\psi = \alpha = 10^{\circ} \div 20^{\circ}$ ). С увеличением угла  $\psi$ , а в случае рассматриваемой реакции это означает увеличение угла наклона  $\alpha$  реагирующей скользящей дислокации к линии пересечения взаимодействующих плоскостей, значения напряжений разрушений уменьшается. Наименьших напряжений  $\tau_r$  потребуется для разрушения соединений образованных скользящими дислокациями, ориентация которых близка к краевым ( $\psi = \alpha = 70^{\circ} \div 80^{\circ}$ ).

Таким образом, по результатам расчетов реакции, выявлено, что наиболее прочные дислокационные соединения образуются в результате взаимодействия 10ти градусной ( $\psi = \alpha = 10^{\circ}$ ) скользящей дислокации, при параметрах пересечении реагирующих дислокаций  $\gamma_f = QO/QP = 0.3$  и  $\gamma_f = QO/QP = 0.3$ . Наименее прочные – образуются при взаимодействии 80-ти градусной скользящей дислокации ( $\psi = \alpha = 80^{\circ}$ ) с параметрами пересечения  $\gamma_g = QO/QP = 0.9$  и  $\gamma_f = NO/NM = 0.9$ .



**Рис.3.** Зависимость напряжения разрушения  $\tau_r$  от ориентации скользящей реагирующей дислокации ( $\psi = \alpha$ ) при фиксированном значении параметра  $\gamma_f = QO/OP = 0.5$ . Кривая 1 отображает значения напряжений разрушения  $\tau_r$  в случае значения угла  $\psi = \alpha = 10^\circ$  (рис.1). Кривая 2 – значения угла  $\psi = \alpha = 20^\circ$ . Кривая 8 – значения угла  $\psi = \alpha = 80^\circ$ . Ось деформации [100], плотность дислокаций  $\rho = 10^{13} \text{ м}^{-2}$ .

Процесс разрушения наиболее прочных соединений сопровождается потерей устойчивости, под действием внешнего напряжения, одного из дислокационных сегментов реагирующих дислокаций –  $\overrightarrow{OP}$  скользящей реагирующей дислокации, или  $\overrightarrow{OM}$  реагирующей дислокации леса (рис.1). Это означает, что один из этих сегментов увеличился до критической длины, при которой под действием внешнего напряжения заданной величины, способен достичь критической конфигурации и заработать как источник Франка-Рида. Возможно также, что под действием внешнего напряжения, тройной узел L потеряет устойчивость, что может привести к образованию протяженного барьера.

Разрушение не устойчивых соединений (требующих малых напряжений для разрушения), происходит за счет слияния, под действием приложенного напряжения  $\tau$ , тройных дислокационных узлов *L* и *K* (рис.1).

В заключении отметим, что наибольшие значения напряжений разрушения соединения  $\tau_r$ , при фиксированном параметре пересечения скользящей дислокации  $\gamma_g = QO/QP$ , для данной реакции, соответствуют соединениям, геометрия которых симметрична относительно линии соединения ( $\alpha = \varphi, \gamma_g = \gamma_f$ ).

#### Список литературы

- 1. Куринная Р.И., Зголич М.В., Старенченко В.А.// Томск.: ТГАСУ, 2001.- Деп. в ВИНИТИ 14.12.01, № 2600-В2001.
- 2. Куринная Р.И., Зголич М.В., Старенченко В.А.// Изв. Вузов Физика.-2004.- №7.- С.19-25.
- 3. Старенченко В.А., Зголич М.В., Куринная Р.И.// Изв. Вузов Физика. 2009.- №3.- С.25-30.

## АТОМНАЯ СТРУКТУРА И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ БЛИЖНЕГО ПОРЯДКА В СИММЕТРИЧНЫХ ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН В Ni<sub>3</sub>Al

## Старостенков М. Д., Мартынов А. Н.<sup>\*</sup>, Полетаев Г. М., Ракитин Р. Ю., Громов В. Е.<sup>\*</sup>

Алтайский государственный технический университет им И.И. Ползунова, Барнаул, Россия, genphys@mail.ru

<sup>\*</sup>Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк, Россия, gromov@physics.sibsiu.ru

Понимание процессов, происходящих с участием границ зерен, должно быть основано на знании их атомной структуры. Проведение подобных исследований в настоящее время наиболее эффективно методами компьютерного моделирования. Интерметаллид Ni<sub>3</sub>Al выделяется из ряда подобных упорядоченных сплавов уникальным свойством – положительной температурной зависимостью предела текучести.

Настоящая работа посвящена исследованию методом молекулярной динамики структуры и распределения энергии и ближнего порядка в симметричных границах зерен наклона <111> в интерметаллиде Ni<sub>3</sub>Al.

Для исследования структуры границ зерен в настоящей работе использовались визуализаторы распределения потенциальной энергии и ближнего порядка. Визуализатор распределения потенциальной энергии позволяет точно показать в охлажденном расчетном блоке дефекты и распределение внутренних напряжений. Для каждого атома рассчитывалась энергия связи, и в соответствие этому значению атомы закрашивались в тот или иной оттенок серого цвета.

Симметричную границу зерен можно представить в виде совокупности дислокаций (при относительно малых углах разориентации) или дисклинаций, плотность которых тем больше, чем больше угол разориентации зерен β.

Установлено, что в случае малого угла разориентации  $\beta$ , на распределениях энергии и ближнего порядка ясно видна периодичность. Ядра зернограничных дислокаций обособлены друг от друга, между ними имеется чистый кристалл. Однако в случае больших углов  $\beta$  в границе нет областей, соответствующих идеальному кристаллу, вся граница выглядит как единый дефект. Если ориентироваться на распределение энергии, то толщина границы зерен как в случае малых, так и в случае больших углов разориентации  $\beta$ , составляет несколько межатомных расстояний.

Ближний порядок оказался чаще нарушен вблизи атомов Ni, чем вблизи атомов Al. Это было вызвано тем, что атомы Ni после структурной релаксации, проведенной на начальном этапе моделирования, чаще оказывались окруженными атомами того же сорта, чем атомы Al. Атомы Ni в Ni<sub>3</sub>Al имеют более высокую диффузионную подвижность, чем атомы Al (преимущественно из-за размерного фактора), поэтому пустоты, возникающие до структурной релаксации при сопряжении двух зерен, в процессе релаксации в основном заполнялись атомами Ni. В итоге параметр ближне-го порядка для подрешетки Al оставался почти неизменным, - состав первой координационной сферы атомов Al не менялся.

# ФОРМИРОВАНИЕ ГРАДИЕНТА ДИСЛОКАЦИОННОЙ СУБСТРУКТУРЫ ПРИ ПОЛЗУЧЕСТИ АЛЮМИНИЯ

### Столбоушкина О. А., Коновалов С. В., Иванов Ю. Ф.\*, Громов В. Е.

Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк, Россия, gromov@physics.sibsiu.ru \*Иногранитет СО РАИ. Такиет Россия

\*Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия, yufi@mail2000.ru

Целью работы являлся анализ формирования градиента дислокационной субструктуры (ДСС) технически чистого алюминия A85, разрушенного в условиях ползучести. В качестве внешнего энергетического воздействия выбрано воздействие Образцы подвергались ползучести до разрушения под приложенным потенциалом + 1 В. Исследования структуры образцов осуществляли методами просвечивающей электронной микроскопии фольг на просвет. Фольги изготавливали из объемов образца, расположенных на расстоянии 3 и 8 мм от поверхности разрушения и непосредственно примыкающие к поверхности разрушения. Параметры структуры материала определяли, используя методы стереологии.

В результате деформации прокаткой при комнатной температуре и последующего отжига в образцах алюминия была сформирована зеренная структура. Зерна имеют преимущественно анизотропную форму, заданную деформацией прокаткой. Вдоль границ и в стыках границ зерен располагаются субзерна. Размеры субзерен изменяются в пределах 0,8...1,0 мкм. В объеме зерен выявляются хаотически распределенные дислокации, скалярная плотность дислокаций ~5,5·10<sup>9</sup> см<sup>-2</sup>.

Образцы технически чистого алюминия, испытанные в условиях ползучести под потенциалом +1 В, были разрушены после деформации  $\varepsilon \sim 20$  %. Исследования деформированных образцов выявили зеренно-субзеренную структуру. Относительное содержание субзерен и их средние размеры определенным образом зависят от расстояния до поверхности разрушения. Установлено, что по мере приближения к поверхности разрушения относительное содержание и средние размеры субзерен, образовавшихся в процессе ползучести, увеличиваются.

Ползучесть технически чистого алюминия при комнатной температуре осуществляется путем скольжения дислокаций, что приводит к формированию разнообразной дислокационной субструктуры: хаос, сетки, ячейки, оборванные субграницы, а также дислокационные петли. Хаотически распределенные дислокации, дислокационные петли и дислокационные сетки присутствуют как в зернах, так и в субзернах; ячейки и оборванные субграницы наблюдаются преимущественно в зернах. Установлено, что объемные доли материала, занятые структурой дислокационного хаоса, сетчатой и ячеистой дислокационными субструктурами изменяются немонотонным образом, достигая максимума на удалении от поверхности разрушения. Отметим, что при ползучести алюминия формируется градиент скалярной плотности дислокаций.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России на 2009-2013г.г.» (гос. контракт № П411).

## ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВАЯ ОБРАБОТКА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОГО АЛИТИРОВАНИЯ И БОРОАЛИТИРОВАНИЯ ТЕХНИЧЕСКИ ЧИСТОГО ТИТАНА

## Карпий С. В., Морозов М. М., Иванов Ю. Ф., Будовских Е. А., Громов В. Е.

# Сибирский государственный индустриальный университет, г. Новокузнецк, Россия, gromov@physics.sibsiu.ru

Электровзрывное легирование (ЭВЛ) – один способов упрочнения и защиты поверхности конструкционных и инструментальных сталей и сплавов, состоит в легировании поверхности импульсными плазменными струями, формируемыми при электрическом взрыве проводников. Улучшение качества поверхности после ЭВЛ эффективно достигается при дополнительной электронно-пучковой обработке (ЭПО) на установке Института сильноточной электроники СО РАН "SOLO". ЭВЛ и ЭПО имеют сопоставимые значения времени импульса, диаметра облучаемой поверхности, интенсивности воздействия, глубины зоны воздействия. Вместе с тем, ЭПО не оказывает давления на поверхность. Приводя к ее оплавлению, она под действием капиллярных сил выглаживает рельеф. Кроме того, дополнительная ЭПО приводит к изменению структурно-фазовых состояний и повышению свойств легированных слоев. Целью настоящей работы является анализ новых результатов, полученных при электровзрывном алитировании и бороалитировании и последующей ЭПО технически чистого титана BT1-0.

Показано, что ЭПО с изменением плотности энергии пучка электронов  $E_S$  и количества импульсов N сопровождается снижением шероховатости легирования. Электровзрывное алитирование увеличивает микротвердость поверхности обработки в ~2,3 раз. Последующая ЭПО в оптимальном режиме, не снижая величины микротвердости поверхностного слоя, приводит к увеличению толщины упрочненного слоя в ~2,5 раза. Электровзрывное бороалитирование увеличивает микротвердость поверхности в ~3 раза. Последующая ЭПО в оптимальном режиме увеличивает микротвердость поверхности в ~5,5 раз. Комбинированная обработка сопровождается формированием вблизи поверхности слоистой структуры. Методами сканирующей электронной микроскопии выделены три слоя: поверхностный, переходный и термического влияния. Методом дифракционной электронной микроскопии показано, что комбинированная обработка поверхности алитирования сопровождается формированием многофазной, морфологически многокомпонентной, размерно неоднородной структуры. Выявлено присутствие α- и β-титана, алюминидов титана различного состава, объемная доля, размеры и элементный состав которых закономерным образом изменяются по мере удаления от поверхности обработки. После ЭПО на поверхности электровзрывного бороалитирования формируется керамический слой, содержащий бориды алюминия и титана различных размеров и формы, и, предположительно, алюмо-окси-бориды. Расположенный под ним переходный слой сформирован α- и β-титаном, и содержит частицы алюминидов и боридов различного состава. Слой термического влияния сформирован преимущественно α-титаном зеренной и пластинчатой морфологии. Основными причинами, вызвавшими увеличение микротвердости поверхностного слоя технически чистого титана, подвергнутого электровзрывному комбинированной обработке, являются формирование наноразмерной многофазной структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 08-02-00024-а, 10-07-00172-а) и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009–2013 гг. (гос. контракт № П332).

## МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ОБРАЗОВАНИЯ КОНВЕКТИВНЫХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ ПРИ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОМ ЛЕГИРОВАНИИ

### Сарычев В. Д., Ващук Е. С., Будовских Е. А., Громов В. Е.

# Сибирский государственный индустриальный университет, г. Новокузнецк, Россия, gromov@physics.sibsiu.ru

Импульсные плазменные струи, формируемые при электрическом взрыве проводников с использованием коаксиально-торцевых электродов, используются для поверхностного легирования металлов и сплавов. Такой способ обработки поверхности получил название электровзрывного легирования (ЭВЛ). Его суть заключается в получении новых структурно-фазовых состояний поверхностных слоев при их оплавлении в процессе импульсного плазменного воздействия, насыщении расплава продуктами взрыва и последующей самозакалки. Исследования показывают, что процессы тепломассопереноса при ЭВЛ, так же как и при лазерном легировании, при импульсной плазменной обработке поверхности плазменными струями магнитоплазменных компрессоров и в ряде других процессов, осуществляются путем образования конвективных структур.

При низкоинтенсивных режимах ЭВЛ ряда металлов обнаружено формирование так называемых поверхностно-периодических структур, имеющих характерную для каждого металла длину волны. Образование подобных структур при возникновении гидродинамических неустойчивостей в литературе связывается с несколькими механизмами. В настоящей работе рассматривается линейная задача о возникновении неустойчивости под действием термоконцентрационно-капиллярных эффектов, позволяющая рассчитать пространственный период неустойчивости, согласующийся с экспериментальными данными.

Методами послойной электронной просвечивающей микроскопии обнаружено, что как на поверхности зоны легирования, так и на ее границе с основой формируются тонкие (около 1–2 мкм) слои с наноразмерной структурой. Модель образования поверхностного нанокомпозитного слоя основана на учете тангенциального разрыва скорости радиально растекающейся плазмы и расплава, текущего под действием неоднородного давления струи на поверхность. Впервые получено и проанализировано дисперсионное уравнение для задачи Кельвина-Гельмгольца с учетом вязких и капиллярных напряжений в расплаве. Показано, что зависимость инкремента от длины волны возмущений поверхности имеет максимум в нанометровом диапазоне при относительной скорости плазмы и расплава в диапазоне 100–1000 м/с, достигаемой в условиях обработки.

Модель образования наноструктурного слоя на границе с основой также основывается на развитии гидродинамической неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Для этого случая плотности слоев оказываются одинаковыми, а тангенциальная разность скоростей образуется из-за возникновения обратного течения в пограничном слое. Такое течение расплава обусловлено уменьшением давления от оси струи к ее периферии. При эволюции возникающей неустойчивости на границе образуются мелкоразмерные конвективные вихри, которые при резком охлаждении расплава после окончания импульса определяют характерный размер структурных составляющих порядка 10 нм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 08-02-00024-а, 10-07-00172-а) и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009–2013 гг. (гос. контракт № П332).

## МИКРОТВЕРДОСТЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ СТАЛИ 45 ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОГО МЕДНЕНИЯ И БОРОМЕДНЕНИЯ

## Ващук Е. С., Романов Д. А., Будовских Е. А., Громов В. Е.

# Сибирский государственный индустриальный университет, г. Новокузнецк, Россия, gromov@physics.sibsiu.ru

Электровзрывное легирование металлов и сплавов осуществляется при воздействии на поверхность импульсных плазменных струй, сформированных из продуктов взрыва проводников. Обработка позволяет сконцентрировать за короткий промежуток времени ( $10^{-4}$  с) высокую плотность мощности (порядка  $10^9$  Вт/м<sup>2</sup>) в тонких (порядка 10 мкм) поверхностных слоях материалов. В настоящей работе методами световой микроскопии и измерения микротвердости изучали особенности меднения и боромеднения в различных режимах поверхностных слоев углеродистой стали 45.

Образцы в отожженном состоянии подвергали электрическому взрыву медных фольг толщиной 20 мкм и массой 100 мг. При боромеднении в область взрыва добавляли порошковую навеску бора массой 30 мг. Режим обработки задавали выбором зарядного напряжения U емкостного накопителя энергии установки.

В случае электровзрывного меднения микротвердость на поверхности, равная 650 HV, не зависит от режима обработки и меньше, чем в объеме (рис.). Это коррелирует с тем, что сама поверхность имеет явно выраженный желтоватый оттенок, свидетельствующий о повышенном по сравнению с объемом содержании меди. Объемный максимум микротвердости, наблюдаемый при U, равных 2,2 и 2,4 кВ, достигающий 750–800 HV, обуславливается образованием твердых растворов в зоне легирования. При U = 2,6 кВ максимум микротвердости сглаживается, что связывается с выравниванием по глубине зоны легирования вблизи поверхности распределения меди и железа. Толщина зоны легирования составляет 12–13 мкм.

После боромеднения микротвердость выше, чем после меднения, как на поверхности, так и в объеме зоны легирования, и монотонно падает с глубиной (рис.). Ее максимальные значения на поверхности при U, равных 2,2, 2,4 и 2,6 кВ, достигают 950, 1250, 1100 HV, соответственно. Глубина зоны легирования с повышением U увеличивается от 12 до 27 мкм. Это можно связывать с неравномерным распределением бора по поверхности в процессе обработки.



**Рис.** Распределение микротвердости по глубине зоны электровзрывного меднения (слева) и боромеднения (справа) стали 45. Пунктиром показана граница зоны легирования с основой

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 08-02-00024-а, 10-07-00172-а) и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009–2013 гг. (гос. контракт № П332).

## ВЛИЯНИЕ ТОКОВОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ОБРАБОТКИ НА ЭВОЛЮЦИЮ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СУБСТРУКТУР ПРИ МНОГОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ СТАЛИ 45Г17Ю3

## Коновалов С. В., Иванов Ю. Ф.\*, Воробьев С. В., Пономарева М. В., Громов В. Е.

Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк, Россия, gromov@physics.sibsiu.ru \*Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия,

yufi@mail2000.ru

Многоуровневый характер усталостного разрушения диктует необходимость комплексного исследования всего многообразия физико-механических процессов, протекающих на макроуровне, зеренном и субзеренном уровнях, на уровне дислокационных трансформаций – вплоть до уровня отдельных дислокаций, атомных кластеров и атомов. Разработка новых технологий повышения усталостной прочности сталей немыслима без глубокого понимания физической природы усталости. Одним из способов улучшения физико-механических свойств металлических изделий является обработка изделий мощными токовыми импульсами, приводящая к значительному увеличению их ресурса работоспособности. Однако в рамках современной физики конденсированного состояния в исследованиях физической природы данного воздействия все еще имеются значительные пробелы.

Целью настоящей работы являлось установление роли токовой импульсной обработки (электростимулирование) в эволюции типов дислокационных субструктур при усталости нержавеющей стали 45Г17ЮЗ.

В качестве материала для исследований использовали горячекатаную нержавеющую сталь 45Г17ЮЗ (0,45%С, 17%Мп, 3%Аl), из которой изготовляли образцы с концентратором напряжений в виде полукруглого выреза диаметром 10 мм. Разрушение образцов происходило при числе циклов испытания  $N = 10,2\cdot10^4$ . Электроимпульсную обработку образцов проводили с помощью генератора мощных токовых импульсов (амплитуда тока 9,3 кА, длительность импульса – 25 мкс, частота 20 Гц) на промежуточной стадии нагружения  $N = 7\cdot10^4$  циклов, соответствующей появлению суб- и микротрещин. Обработка токовыми импульсами привела к увеличению числа циклов до разрушения с  $N = 10,4\cdot10^4$  циклов до  $N = 17,9\cdot10^4$  циклов, что соответствует увеличению ресурса выносливости в 1,75 раза.

Структурные исследования проводились методами электронной дифракционной микроскопии. Режим вырезки фольг был подобран таким образом, что он не вносил дополнительной деформации и, следовательно, не влиял на структуру образца. Местами вырезки фольг для исследования являлись максимальная зона нагружения (или поверхность разрушения) и сечения при удалении от этой зоны на расстояниях 250, 500, 800 и 2300 мкм.

Субзеренная структура стали в исходном состоянии характеризуется различными типами дислокационной субструктуры: субструктура дислокационного хаоса, неразориентированная сетчатая дислокационная субструктура, разориентированная сетчатая дислокационная субструктура с оборванными геометрически необходимыми малоугловыми границами и фрагментированная дислокационная субструктура. Усредненная по материалу скалярная плотность дислокаций составляет 0,74·10<sup>10</sup> см<sup>-2</sup>. Наибольшая плотность дислокаций, распределенных по объему, фиксируется в сетчатой субструктуре; максимальный уровень кривизны-кручения кристаллической решетки – во фрагментированной субструктуре. При этом во фрагментированной субструктуре максимальной является и упругая составляющая кривизны-кручения материала.

После усталостных испытаний до  $N = 7 \cdot 10^4$  циклов нагружения дислокационная субструктура подобна субструктуре исходного состояния. Основными типами дислокационной субструктуры стали являются структура дислокационного хаоса, сетчатая и фрагментированная субструктуры. Испытание стали на усталость сопровождается перестройкой дальнодействующих полей напряжений, повышается амплитуда кривизны-кручения кристаллической решетки областей со структурой дислокационного хаоса и сетчатой дислокационной субструктурой и снижается в областях материала с фрагментированной субструктурой. Установлено, что усталостное нагружение стали 45Г17ЮЗ сопровождается следующей схемой превращения дислокационной субструктуры: *дислокационный хаос*  $\Rightarrow$  *сетчатая*  $\Rightarrow$  *фрагментирован-ная субструктуры*.

Действие на сталь импульсов электрического тока приводит, во-первых, к некоторому (в ~1,1 раза) снижению скалярной плотности дислокаций и, во-вторых, к значительному (в ~1,8 раза) росту амплитуды кривизны-кручения кристаллической решетки стали в результате существенного (в ~2,1 раза) увеличения ее упругой составляющей. Данные процессы локальны, скорее всего, они протекают в местах релаксации концентраторов напряжений или их полного рассасывания. Они ясно свидетельствуют о физических причинах пластификации материала в результате электростимулирования.

Основным типом дислокационной субструктуры в зоне разрушения электростимулированного образца являются сетки, объемная доля которых по мере удаления от поверхности разрушения уменьшается. Одновременно с этим, объемная доля двух оставшихся типов субструктуры (дислокационного хаоса и фрагментов) монотонно увеличивается. Именно в сетчатой дислокационной субструктуре появляется *є*-мартенсит с последующим зарождением микротрещин на межфазных и внутрифазных границах.

В результате усталостного нагружения формируется дислокационная субструктура, скалярная плотность дислокаций которой максимальна в зоне разрушения. На расстоянии 500 мкм от поверхности максимального нагружения величина скалярной плотности дислокаций достигает наибольших значений в сетчатой субструктуре  $5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>, наименьших –  $1,2 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup> – в структуре дислокационного хаоса.

Сравнение амплитуды кривизны-кручения кристаллической решетки и плотности изгибных контуров в разрушенных состояниях образцов без и с электростимулированием показывает, что после электростимулирования релаксируют наиболее мощные концентраторы напряжения. В результате этого плотность концентраторов практически не меняется, а может быть и возрастает (за счет мелких концентраторов), но среднее значение амплитуды кривизны-кручения убывает. Поэтому процессы зарождения и особенно развития трещин отодвигаются к более высокому значению числа циклов нагружения.

Таким образом, из выполненного методами электронной дифракционной микроскопии исследования следует, что импульсное токовое воздействие нержавеющей стали, подвергнутой многоцикловой усталости, приводит к существенной эволюции типов дислокационных субструктур, способствующей увеличению усталостного ресурса в 1,75 раза.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России на 2009-2013г.г.» (гос. контракт № П411).

## УДК 669.295: 621.793

## ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТАВА ЧУГУННЫХ ВАЛКОВ ПОСЛЕ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ

# Ефимов О. Ю.<sup>1</sup>, Белов Е. Г.<sup>1</sup>, Юрьев А. Б.<sup>1</sup>, Коновалов С. В.<sup>2</sup>, Иванов Ю. Ф.<sup>3</sup>, Громов В. Е.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ОАО «Западно-Сибирский металлургический комбинат» Новокузнецк, Россия, <u>belov\_eg@zsmk.ru</u>

<sup>2</sup>Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк, Россия, gromov@physics.sibsiu.ru

<sup>3</sup>Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия, <u>yufi@mail2000.ru</u>

Разработка и внедрение новых ресурсосберегающих технологий, обеспечивающих повышение производительности труда и качественных показателей продукции, во многом определяют эффективное развитие отраслей промышленности. В настоящее время важной проблемой, в значительной степени определяющей показатели работы прокатных станов, является повышение стойкости чугунных валков для прокатки арматуры. Одним из направлений ее решения является плазменная закалка рабочей поверхности калибров валков.

В связи с этим, целью работы являлся электронно-микроскопический анализ эволюции структурно-фазового состава чугунных валков после плазменной обработки.

В результате проведенных исследований установлено, что плазменная обработка чугуна, вследствие высоких скоростей нагрева и охлаждения, приводит к формированию на поверхности определенного количества дефектов (микротрещин и микровыбоин). Глубина распространения трещин соизмерима с толщиной слоя, формирующегося при кристаллизации расплава. Плазменная обработка приводит к формированию в упрочненном слое следующих фаз:  $\alpha$ -фаза,  $\gamma$ -фаза, графит, карбид железа. Данные фазы распределены в объеме исследуемого материала закономерным образом, относительное содержание их существенным образом зависит от глубины анализируемого слоя. Обнаружено формирование в поверхностном слое чугуна, подвергнутого плазменной обработке, нанокристаллических зерен  $\alpha$ -фазы (размер кристаллитов 35–40 нм), стабилизированных частицами цементита, размеры которых ~3–5 нм.

Высокие скорости нагрева и охлаждения, реализующиеся в схеме плазменной обработки валков, приводят к формированию в зоне расплава структуры, характеризующейся высокой степенью неоднородности. А именно: наблюдаются зерна структурно свободные аустенита; зерна аустенита, содержащие в своем объеме и по границам частицы цементита; зерна аустенита, содержащие кристаллы мартенсита, объемная доля которых изменяется от единиц до десятков процентов; зерна, в которых мартенситное превращение прошло практически полностью и сформировалась структура, в основном пакетного мартенсита, характерного для низко- и среднеуглеродистых сталей.

На поверхности после плазменной обработки наблюдается существенное снижение концентрации никеля, увеличение концентрации хрома и кремния. Концентрация марганца при этом практически не изменяется.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ и Федерального агентство по образованию в рамках реализации АВЦП "Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)" (проект 2.1.2/546).

## СТРУКТУРНО-МАСШТАБНЫЕ УРОВНИ ПРОЯВЛЕНИЯ ГРАДИЕНТА В СТАЛЯХ РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ КЛАССОВ

Коваленко В. В., <sup>\*</sup>Козлов Э. В., Громов В. Е.

ГОУ ВПО «Сибирский государственный индустриальный университет», г.Новокузнецк, РФ, gromov@physics.sibsiu.ru \*ГОУ ВПО «Томский государственный архитектурно-строительный университет», г.Томск, РФ, kozlov@tsuab.ru

По характеру своего возникновения градиентные структуры могут быть природными (естественными) и созданными в ходе технической деятельности, т.е. искусственными. В быту, технике и науке искусственные градиентные структуры создаются и используются очень давно. К ним относятся различного рода покрытия (защитные, декоративные, упрочняющие), сварные соединения различного типа, механически упрочненные поверхности, материалы, подвергнутые химико-термической обработке и облученные высококонцентрированными потоками энергии (электронные и ионные пучки, лучи лазера, потоки плазмы) и т.д. Градиентные структуры появились еще в глубокой древности на заре эры металлов и получили свое интенсивное развитие в XIX-XX веках.

При анализе структурно-фазовых изменений в материалах выделяют четыре самостоятельных масштабных уровня иерархии таких состояний материала: макроскопический, мезоскопический, микроскопический и субмикро- и наноскопический структурные уровни, где и могут реализовываться различные градиенты. Каждому уровню соответствует несколько подуровней. Явления, происходящие на каждом структурном уровне, взаимосвязаны. Поэтому анализировать события, протекающие на различных уровнях, как сугубо самостоятельные и изолированные друг от друга, нельзя. В то же время можно выделить процессы преобразования дефектной структуры материала, характерные для каждого уровня деформации.

1. Субмикро- наноскопический структурный уровень является самым мелкомасштабным (до 100 нм) и включает в себя такие элементы структуры как атом, вакансия, дислокация, группа дислокаций, сплетения и сетки дислокаций. На этом уровне проявляются главным образом эффекты, связанные с изменением отдельных дефектов кристаллической структуры. Наиболее значимыми процессами, связанными с этим уровнем, является перераспределение атомов замещения и внедрения по дефектам структуры и эволюция дислокационной структуры. К примеру, по мере удаления от поверхности образца (зоны воздействия) скалярная плотность дислокаций в материале практически всегда (при всех видах использованных в работе воздействий) изменяется закономерным образом. Таким образом, уже на самом мелкомасштабном уровне можно говорить о наличии градиентной структуры.

2. Микроскопический структурный уровень. Увеличение плотности дислокаций до значений  $\sim 1.10^{10}$  см<sup>-2</sup> подготавливает глубокие качественные изменения структуры стали. С уменьшением расстояний между отдельными дислокациями возрастают силы междислокационного взаимодействия. На этой стадии проявляются эффекты коллективного перераспределения дислокаций, выражающиеся в формировании самоорганизующейся фрагментированной структуры, характерные размеры которой (размеры фрагментов) превышают 100 нм. Таким образом, в данном случае речь идет уже о реализации <u>микроскопического структурного уровня</u> организации дефектной (дислокационной) структуры. К данному уровню структурно-масштабной иерархии следует отнести и субзеренную структуру, формирующуюся при термическом воздействии на материал с высоким уровнем дефектности (сильнодеформированные стали, стали с мартенситной структурой). В этом случае масштаб мезоскопического структурного уровня следует увеличить до ~1000 нм.

3. Мезоскопический структурный уровень. Следующий структурный уровень – уровень, объединяющий группы зерен. Масштаб этого уровня варьируется в пределах десятков-сотен микрометра – единиц миллиметра.

4. Макроскопический уровень. Это наиболее крупномасштабный уровень, выявленный и подвергнутый исследованию в настоящей работе. На данном структурном уровне анализируется состояние образца в целом или его фрагментов.

УДК 669.295: 621.793

# ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА НА ИЗМЕНЕНИЕ ДЕФЕКТНОЙ СУБСТРУКТУРЫ АЛЮМИНИЯ ПРИ ПОЛЗУЧЕСТИ

## Столбоушкина О. А., Коновалов С. В., Иванов Ю. Ф.\*, Громова А. В.

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

\* Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия, <u>yufi@mail2000.ru</u>

Многие ответственные детали, изделия, машины и конструкции эксплуатируются в режимах постоянных нагрузок, что необратимо ведет к накоплению повреждений и их разрушению. Поэтому необходимо иметь полную информацию об эволюции структуры материала в течение всего времени с момента его нагружения до полного разрушения. В этом плане весьма актуальны исследования по разработке способов «регулирования» физических и механических свойств изделий с помощью различных внешних энергетических воздействий. Одним из способов, позволяющим «управлять» процессом ползучести является воздействие на материал, подвергаемый деформации, электрическим потенциалом, значения которого могут не превышать 1В.

Для понимания физической природы влияния электрического потенциала необходимы прецизионные исследования эволюции дефектной субструктуры и поверхности разрушения, формирующихся в условиях ползучести, что и являлось целью настоящей работы.

Материалом исследования являлся технически чистый алюминий марки A85, плоские образцы которого в форме «двойной лопатки» с размерами рабочей части  $40 \times 6 \times 1.8$  мм<sup>3</sup> подвергались рекристаллизационному отжигу по режиму T = 775 K, t = 2 час. Испытания на ползучесть проводились при 300 K на жесткой универсальной испытательной машине «Instron-1185» при напряжении  $\sigma = 62$  МПа. В процессе деформации с момента приложения нагрузки непрерывно фиксировалась общая деформация удлинения образца как функция времени  $\varepsilon(t)$ .

Подведение электрического потенциала 1В к образцу осуществлялось от внешнего стабилизированного источника при его электрической изоляции от зажимов испытательной установки. Приложение электрического потенциала 1В к образцам, подвергаемым испытаниям на ползучесть привело к увеличению скорости ползучести и снижению долговечности образцов.

Исследование дефектной субструктуры и поверхности разрушения алюминия проводили методами сканирующей и просвечивающей электронной дифракционной микроскопии на трех партиях образцов: а) в исходном состоянии, б) в разрушенном состоянии с подведением электрического потенциала 1 В. Фольги готовили из тонких пластинок, вырезанных параллельно продольной оси разрушенных при ползучести образцов из верхней и нижней плоскостей образца в непосредственной близости от поверхности разрушения, а также из объема материала, прилегающего к зоне разрушения, методами электролитического утонения.

Сопоставляя структуры, формирующиеся в алюминии при ползучести с приложением электрического потенциала и без него можно отметить, что поперечные размеры изгибных экстинкционных контуров в первом случае в 3...5 раз уже, чем во втором. Следовательно, можно констатировать, что упругие напряжения, формирующееся в материале в зоне разрушения при ползучести с подключением потенциала 1 В в разы выше, чем в зоне разрушения материале при ползучести без воздействия.

Ползучесть в условиях воздействия электрического потенциала приводит к более высокой степени самоорганизации дислокационной субструктуры в зоне разрушения по сравнению с материалом, разрушенным при ползучести в обычных условиях, что приближает процесс разрушения. Соответственно этому, скалярная плотность дислокаций (плотность дислокаций, распределенных в объеме материала) в зоне разрушения при приложении электрического потенциала 1 В ниже, по сравнению с величиной скалярной плотности дислокаций в зоне разрушения в условиях обычной ползучести. Очевидно, дислокации в условиях ползучести при приложении потенциала сосредоточены в основном в субграницах. В-третьих, ползучесть при подведении потенциала сопровождается существенным увеличением (судя по относительной ширине изгибных экстинкционных контуров) кривизны-кручения кристаллической решетки алюминия. Источниками кривизны-кручения кристаллической решетки является несовместность деформации субзерен и зерен.

Таким образом, выполненные в работе электронно-микроскопические дифракционные исследования алюминия, разрушенного в условиях ползучести, показали, что приложение электрического потенциала 1В оказывает влияние на эволюцию дефектной субструктуры при ползучести технически чистого алюминия, а также приводит к увеличению мест зарождения ямок вязкого излома.

Изменение электрического потенциала поверхности алюминия сопровождается повышением степени самоорганизации дислокационной субструктуры, что, очевидно, и способствует снижению вязкости разрушения материала.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России на 2009-2013г.г.» (гос. контракт № П411).

## DISLOCATION SUBSTRUCTURES EVOLUTION IN 18-9 AUSTENITE STEEL UNDER MULTICYCLE FATIGUE

## Gromova A. V., Vorobyov S. V., Gorbunov S. V., Konovalov S. V., Kozlov E. V.

### Siberian State Industrial University, Novokuznetsk, Russia, gromov@physics.sibsiu.ru

Investigations of defect substructure evolution under fatigue loading of metals and alloys are of current importance since they make it possible to determine a physical nature of such a complicated phenomenon and forecast forthcoming fracture. Dislocation substructures (DSS) evolution analysis is of great importance in fatigue study.

It is absolutely obvious that specific DSS set and ways of DSS changes may differ depending on fatigue test conditions. Under conditions of fatigue test of steels and alloys used in constructions microcracking and failure process can be determined by structural phase change and parallel DSS evolution. In this work it was attempted to analyze qualitatively methods and limits of DSS evolution in commercial steel as a material for investigation the austenite commercial steel 18–9 (0.01%C, 18%Cr, 9%Ni, 1%Ti) is used.

Fatigue test samples were cut out in such a way that bar long axis was placed in parallel with rolling direction. Fatigue tests at room temperature were performed on a special test machine according to cyclic asymmetric cantilevered bending scheme on samples with shape and dimensions proved in [1, 2].

Material in original condition, in intermediate stage of loading (with  $N_1$  number of cycles) and after failure  $N_2$  (table 1) were analyzed. Volume of material directly adjacent to the destruction zone was analyzed.

 Table 1. Fatigue test parameters

Loading frequency, Hz	Loading applied, MPa	$N_1 \cdot 10^{-4}$ , cycles	$N_2 \cdot 10^{-4}$ , cycles
20	20	10	18

Steel dislocation substructure analysis was carried out by thin foil electronic diffraction microscopy methods. According to investigation results the average scalar density of dislocations, dislocation density for the given type of dislocation substructure, volume fraction of dislocation substructures different types, value of lattice curvature torsion [3, 4] have been calculated.

In its initial state the defect substructure is defined by a number of DSS formed as a result of thermomechanical pretreatment. One can observe grains with chaotic bulk distribution of dislocations (dislocation chaos structure) and grains with "ordered" (organized in a specific way) DSS. The latter include reticular substructure, dislocation bands (tangles), cellular-reticular slightly disoriented DSS, ragged low-angle boundaries with branching and looping configurations. Despite the mentioned variety of DSS the predominant chaotic substructure takes up ~0.75 of the bulk. The average scalar density of dislocations is  $\rho \sim 1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ .

Steel fatigue loading ( $N_1 \sim 100000$ ) results in multiple changes in the material defect substructure. The key grain defect substructure element at this stage is dislocation substructure similar to that of the initial state. The volume fraction of chaotic substructure is ~12%, reticular ~67%, coil-reticular – 15%, and the rest is cellular-reticular substructure. The material bulk average dislocation density  $\rho \sim 2.1 \cdot 10^{10}$  cm<sup>-2</sup>, i.e. somewhat higher than in the initial state. Thus steel fatigue loading has lead to a higher scalar density of dislocations which stimulated some reorganization of dislocation substructures increasing the number of organized ones among them.

Fatigue failure of the sample occurs after  $N_2 \sim 180000$  loading cycles. Key elements of defect substructure of the fractured sample grains are dislocation substructures and microtwins created by deformation. The predominant type of dislocation substructure is a reticular one whereas coil-reticular and cellular-reticular structures are present in a significantly less degree. Bulk average dislocation density ( $\rho \sim 4.8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) is more than 3 times above the average density in the initial state.

Complete DSS (cellular and fragmented) have segregation boundaries along which microcracks can be formed and developed. However, most risky sites for this steel are the interface boundaries:  $\gamma$ -TiC carbide and  $\gamma$ - $\epsilon$  martensite (fatigue deformation would always ensure the creation of  $\epsilon$ -martensite [5–7] in the tested steel). It is along these boundaries the microcracks are created and developed.

The authors would like to gratefully acknowledge the support of Federal Agency of Education of Russia (Contract No. P411).

### Literature

- 1. Sosnin O.V. Structure-Phase States Evolution of Austenite Steel during Fatigue. -Novosibirsk. Science. 2002.-211 p.
- Leikina O.S., Sosnin O.V., Konovalov S.V. etc. Comparison of Dislocation Substructure Evolution in Mono and Poly FCC crystals under Fatigue // Izv. Vuzov. Chernaya Metallurgy. 2004. №2, p. 35-38.
- 3. Practical Methods in Electron Microscopy / Under Jloer M.O. ed. Leningrad. Machine Building 1980. 378 p.
- 4. Hirts P., Hovi A, Nicolson R. Electron Microscopy of Thin Metals. M.: Mir. 1968. 574 p.
- 5. Sosnin O.V. Grain and Defect Structure Evolution under Law Cycle Fatigue of Austenite Steel / Problems of Machine Building and Machine Strength 2003. №6. p. 31-35.
- 6. Sosnin O.V. Grain Structure and Phase Composition Change of Austenite Steel under Fatigue Loading // Material Science 2003. №1. p. 27-31.
- 7. Kovalenko V.V., Sosnin O.V., Konovalov S.V. etc. Dislocation Substructure Evolution under Fatigue of Austenite Steel // Materials Science Problems. 2003. №1(33). p. 295-302.

### UDK 621.785: 539.4

## PECULIARITIES OF DISLOCATION SUBSTRUCTURE EVOLUTION IN THE STEEL UNDER ELECTRON-BEAM MODIFICATION

## Gromova A. V., Ivanov Yu. F.\*, Tang. G.\*\*, Konovalov S. V., Voroviev S. V., Gorbuniov S. V., Gromov V. E.

Siberian State Industrial University, Novokuznetsk, Russia, <u>gromov@physics.sibsiu.ru</u> \*Tomsk State Architecture-Building University, Tomsk, Russia, <u>yufi@mail2000.ru</u> \*\*Institute of Advanced Materials, University Tsinghua, Shenzhen, China, <u>tanggy@mail.tsinghua.edu.cn</u>

The purpose of the present paper was the investigation of the structure forming in the lamellar pearlite modification of 65G steel, subjected to processing by pulsed low – energy high – current electron beam of microsecond duration.

65G steel (0.65 wt. %C, 1 wt. %Mn) was used as the material under study in which the lamellar pearlite structure was formed as a result of annealing at temperature 850 °C for

two hours and a subsequent slow cooling in the furnace. The electron - beam processing of steel was accomplished by the low – energy high – current electron beam with the parameters: electron beam energy density  $E_s = 25$  j/cm<sup>2</sup>, duration of pulses  $\tau = 2.5$ msec, the number of pulses of irradiation N = 5, the time interval between pulses t = 10 sec. The investigations of the phase composition and the defect substructure of steel were carried out by methods of diffraction electron microscopy of thin foils, prepared by the electrolytic thinning of plates cut out from different depth of the specimen.

The preliminary studies of the transverse fracture structure carried out by the scanning electron microscopy methods have shown that the electron beam processing of steel has resulted in melting of the layer with ~ 4  $\mu$ m thickness. It allowed to perform the investigations of dislocation transformations of steel in the following layers of the specimen: in the zone of thermal effect (at a distance of ~ 10–15  $\mu$ m from the surface), in the zone of solid phase transformation (at a distance of ~ 6  $\mu$ m from the surface) and in the zone crystallized from the melt (at a distance of ~ 1  $\mu$ m from the surface).

### Zone of thermal effect

Electron – beam modification of steel has resulted in dislocation substructure transformation of the ferrite interlayers of the pearlite colonies. The irregular cellular substructure is revealed along with the reticular and chaotically distributed dislocation substructures characteristic of the initial steel state. Scalar dislocation density averaged over all dislocation substructure types is  $\langle \rho \rangle \sim 3 \times 10^{10}$  cm<sup>-2</sup> (in the initial steel  $\langle \rho \rangle = (0.5 - 2.0) \times 10^{10}$  cm<sup>-2</sup>). In this case, near cementite and ferrite interface the dislocation density is higher by the factor of ~ 1.5–2.0 than in the central region of the ferrite plate. Consequently, the main reason of the scalar dislocation density increase in the pearlite colony is the incompatibility of cementite and ferrite deformation in the action field of thermoelastic stresses and the dislocation sources are the interfaces of cementite and ferrite plates. It should be noted that the similar phenomenon was previously revealed in the investigation of the initial stages of the plastic lamellar pearlite deformation.

### Zone of solid phase transformation

Despite the fact that the foil under test was made of the plate cut out parallel to the processed surface, the structure – phase state of the pearlite grains of the given steel layer differs considerably. First, the pearlite grains with actually retained structure of cementite and ferrite plates are discovered. The thermoelastic effect initiated by the electron beam has resulted in the further increase of the linear density of curvature extinction contours (the number of sources of the remote action stress fields) as compared to the initial steel state. The quantitative characteristics of the parameters describing the stress fields have also increased:  $\chi = (11.0-17.0) \times 10^2$  rad/cm and  $\sigma_{\tau} = (440-548)$  MPa.

Simultaneously with it, the scalar dislocation density located in the ferrite plates has essentially been increased (up to  $4.8 \times 10^{10}$  cm<sup>2</sup>). The predominant type of the dislocation structure is a reticular one. The defect substructure of the cementite plates is changed simultaneously with the ferrite interlayers. These changes consist in the formation of some undulating contrast in the plates and the partition of plates into fragments.

The interesting fact should be noted that in the bulk of the former pearlite colonies subjected to the polymorphous transformation with the martensite crystal formation, the curvature extinction contours are not practically observed. The last fact testifies that the relaxation of the stress fields being formed in steel in the conditions of the electron – beam processing is accomplished at the level of the martensite crystal morphology, namely by the mutual accommodation of the stress fields being formed in the martensite crystal formation substructure, the scalar formation and their grouping into packets. The reticular dislocation substructure, the scalar dislocation density of which is ~  $1 \times 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>, is formed in the bulk of the martensite crystals.
#### Zone of the liquid phase transformations

The electron – microscopy modification investigations of the steel layer of ~1  $\mu$ m thickness adjacent to the surface and melting in the electron beam processing have shown that the high speed heating, melting, crystallization and subsequent cooling are accompanied by the formation of the two dimensional types of  $\alpha$ -phase grains. Among the first type are the grains the sizes of which vary within the limits of  $10 - 20 \mu$ m; among the second type – the grains with sizes of the micrometer unit. In either type of the grain size the high speed cooling of steel resulted in the martensite structure formation. The morphology and average crystallite sizes of which depend essentially on the grain sizes in which they have been formed.

This work is carried in the framework of the Russian Found of Basic Researches (Projects 08-02-00024; 07-08-92102-GFEN\_a; 08-02-12012\_ofi), financially partly supported this study.

UDK 669.29:621.79

# NANOSTRUCTURE EVOLUTION OF CAST IRON ROLLS PLASMA STRENGTHENING AFTER SERVICING

# Efimov O. Yu., Yuriev A. B., Belov E. G., Konovalov S. V.\*, Ozdoev I. D., Gromov V. E.\*

# West Siberian Iron and Steel Plants, Novokuznetsk, Russia, <u>efimov\_oy@zsmk.ru</u> \*Siberian State Industrial University, Novokuznetsk, Russia, <u>Gromov@physics.sibsiu.ru</u>

The physical nature and regularities study of formation and evolution of structureand-phase states at different scale levels during plasma strengthening and subsequent operation, is the main aim of this work.

The material for study are the cast-iron rolls of grade SShKhNF with globular graphite, the chemical composition of which is given in the table 1. Developed technology of plasma strengthening consisted in high-temperature heating of the surface area by plasma flow and its intensive cooling applied upon the mass of rolls with velocities providing the formation of heat-treated austenite-martensite structures. It allowed to increase working lifetime of horizontal roller passes of universal stands in the finishing area of the rolling mill 450 depending upon the number of the stand in 1.3 - 2 times regarding the quantity of rolled metal.

Cast iron	Element content, %							
grade	Carbon	Silicon	Manganese	Sulphur	Phosphorus			
				No more than				
SShKhNF	3.3 - 3.5	1.35 – 1.7	0.5 - 0.65	< 0.02	<0.2			

Table 1. Chemical composition of investigated material

Measurement of grain and subgrain structures of steel were carried out by methods of transmission electron diffraction microscopy. Diffraction analysis using dark-field method and subsequent initiation of micro electron-diffraction were used to identify phases.

Plasma cast iron treatment resulted in formation of multi layer structure being formed during high-speed crystallization of liquid melt and heat-affected zone.

The formation of singular structure in the surface layer where basic phases are  $\alpha$ -phase and cementite was found out. The size of  $\alpha$ -phase grains is mainly 35-40 nm (so called nanocrystalline structure is formed). Characteristic property of this type of structure are circular microelectron-diffraction patterns indicating about small size of diffracting crystallites. The particles of cementite, the size of which is ~ 3–5 nm, are located along the boundaries of  $\alpha$ -phase crystals.

The initial stage of substructure's evolution for the grains of primary cementite is in appearance of curved extinction contours. The appearance of curved extinction contours on the electron micro images of the foil indicates curvature-torsion of the crystal lattice of the material and the presence of far acting stress fields.

Contours start and end at the cementite/matrix boundary indicating that the source of curvature-torsion of the crystal lattice are contact stresses. Dislocations are not revealed in volume of carbide grain which indicates pure elastic curvature-torsion of the carbide's lattice. Judging by transverse sizes of the contour, one could note that stress fields obtain maximum values along the carbide/matrix boundary.

Simultaneously with formation of stress fields in carbide resulting in curvaturetorsion of crystal lattice, some transition layer is formed in adjacent to particle volumes of matrix providing stress relaxation. When approaching the surface of plasma treated roll, carbonization of this carbide/matrix transition layer is observed. It occurs due to the fact that interaction energy of carbon atoms with dislocations is higher then that of with atoms of iron in carbide phase. Certainly, that some part of carbon is transferred from this transition layer into material volume by dislocations and the other one forms nano-size particles of carbide phase. Carbide grains when approaching the surface of the roll break into blocks under the influence of external thermomechanical effects which as it seems is the last stage of their destruction.

After operation of the roll,  $\alpha$ -phase structure developing in the surface layer can be referred to submicrocrystal one. The average sizes of crystallites increase up to 100-150 nm under the influence of thermomechanical load.

Judging by micro electron-diffraction patterns, the grains of submicrocrystal ferrite contain inclusions of the second phase – cementite particles. After using methods of electron microscopy of thin foils, austenite grains have not been found in the tested volume of the roll.

Maximum level of stress fields was recorded in subsurface layer of the roll in the structure of nano-size ferrite grains. Operation of the roll during hot rolling of reinforcement bars results in increase of average sizes of grains, however it is not accompanied by relaxation of far acting stress fields. Transverse sizes of curved extinction contours practically do not change fluctuating in the range of h = (10-20)nm.

Maximum level of far acting stress fields in the structure of surface layer ( $\sigma = 1730 \text{ MPa}$ ) becomes slightly lower as compared with plasma-strengthened cast iron ( $\sigma = 2450 \text{ MPa}$ ). This structure element is the most dangerous one in respect to formation of microcracks in cast iron.

The work is supported by the Analytical Programme "Scientific Potential Development of Higher School", project No 2.1.2/546.

# ВЛИЯНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ И ЛЕГИРОВАНИЯ ПЕРЕХОДНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ НА МЕХАНИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ СПЛАВА FeCo

#### Ширинов Т. М., Глезер А. М.\*, Коновалов С. В., Громов В. Е.

Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк, Россия, gromov@physics.sibsiu.ru \*Центральный научно-исследовательский институт черной металлургии им. И.П.Бардина, Москва, Россия, a.glezer@mail.ru

Характеристики механического поведения сплавов являются, как правило, функциями структурных параметров, варьировать которые можно двумя различными способами, изменяя либо режим термической обработки, либо вид и количество атомов легирующего элемента. Поскольку скорость атомного упорядочения по типу B2 в сплавах FeCo очень высока, то получение разупорядоченного, более пластичного состояния путем закалки наталкивается на очень большие методические трудности, а чаще всего становится невозможным. Поэтому достаточно эффективным способом изменения структурного состояния с целью улучшения механических свойств железокобальтовых сплавов является оптимальное легирование.

Целью данной работы явилось экспериментальное изучение влияния легирования переходными элементами IV периода Периодической системы элементов на характеристики механического поведения бинарного сплава FeCo, стехиометрически упорядочивающегося по типу B2.

Объектом исследования служили используемый в промышленности магнитномягкий железокобальтовый сплав эквиатомного состава Fe–50 ат.% Со и тройные сплавы на его основе, легированные V, Cr, Mn и Ni. Концентрация ванадия в сплаве варьировалась от 1,5 до 3,5 ат. %, хрома – от 0,4 до 4,0 ат. %, марганца и никеля – от 2,0 до 6,0 ат. %. Легирование проводилось таким образом, чтобы эквиатомное соотношение Fe и Co в тройных сплавах не нарушалось. Состав исследованных сплавов в атомных долях выражался формулой: (FeCo)<sub>1-x</sub>Me<sub>x</sub>, где Me = V, Cr, Mn, Ni; x – атомная концентрация легирующего элемента. Содержание углерода в сплавах не превышало 0,003 %, азота – 0,0015 %, кислорода – 0,01% и водорода 0,0003 %.

Образцы подвергались следующим режимам термической обработки: Режим 1. Выдержка при 1000  $^{0}$ C – 1 час, далее закалка в воду. Этот режим позволял получить состояние с относительно невысокой степень атомного упорядочения (степень дальнего порядка по типу В2  $\eta \approx 0,3$ ). Режим 2. Обработка 1, затем при  $850^{0}$ C – 1 час, далее ступенчатый отжиг по режиму:  $600^{0}$ C – 5 час.,  $550^{0}$ C – 30 час.,  $500^{0}$ C – 60 час.,  $450^{0}$ C – 100 час. и медленное охлаждение с печью до комнатной температуры. Этот режим позволил получить сплавы с высокой степенью атомного порядка ( $\eta=0,9$ ).

Механические испытания методом одноосного сжатия проводились на машине «Instron». Для испытаний при пониженной температуре использовалась криогенная камера, в которой образцы охлаждались парами жидкого азота. Линейность схем напряженного и деформированного состояний при одноосном сжатии и одноосном растяжении обуславливает близость характеристик сопротивления малым пластическим деформациям одного и того же материала. Однако после перехода к существенным степеням деформации выше предела текучести схема одноосного сжатия нарушается, и фиксируемые характеристики прочностных свойств могут несколько отличаться от определяемых при одноосном растяжении. Выбор метода одноосного сжатия в данном исследовании обусловлен повышенной хрупкостью железокобальтовых сплавов при одноосном растяжении, в особенности при низких температурах, которая приводит к невозможности сравнения механического поведения различных сплавов на всех этапах кривой деформации. Перед механическими испытаниями образцы подвергались электролитической полировке. Скорость деформации варьировалась в интервале 10<sup>-4</sup> – 10<sup>-2</sup> сек.<sup>-1</sup>, а температура испытаний в интервале 77 – 300 К.

Уменьшение путем закалки степени дальнего порядка в сплаве заданного состава, и увеличение концентрации легирующего элемента вызывают качественно одинаковые изменения в поведении зависимости коэффициента деформационного упрочнения  $\theta(\varepsilon)$ . Установлена тенденция к снижению протяженности стадии, при которой коэффициент деформационного упрочнения  $\theta = \text{const}$ , и к осуществлению деформации с монотонно снижающимся по величине значением  $\theta$ .

Снижение температуры механических испытаний до 77 К приводит к заметному изменению в характере зависимостей  $\theta(\varepsilon)$ . Отожженный бинарный сплав FeCo на начальных стадиях деформации имеет значение в при 77 К ниже, чем при 300 К. Далее деформация осуществляется с постепенно повышающимся  $\theta(\varepsilon)$ , так что на более поздних стадиях значения  $\theta$  при 77 К приближаются к значениям при комнатной температуре. Легирование небольшим количеством Ме приводит к резкому усилению явления площадки текучести: ее протяженность в некоторых случаях превышает 1,5 % є. Далее по мере роста є деформация, как и в бинарном сплаве, осуществляется с постепенно возрастающим значением  $\theta$ , причем скорость возрастания  $\theta$  во всех тройных сплавах существенно превышает скорость в бинарном сплаве. Изменение зависимости  $\theta(\varepsilon)$  по мере снижения температуры испытаний приводит к усилению температурной зависимости напряжения течения по мере роста є. В случае пластической деформации при 77 К отожженных сплавов с максимальным количеством Ме зависимость  $\theta(\varepsilon)$  качественно совпадает с таковой при 300 К: происходит интенсивное снижение  $\theta$  по мере роста  $\varepsilon$ , причем скорость снижения наиболее высока в сплавах, имеющих в структуре отпущенный мартенсит. В закаленных бинарном и тройных сплавах с небольшим содержанием Ме деформация при 77 К характеризуется на ранних стадиях слабым возрастанием значений  $\theta$  по сравнению с деформацией при 300 К. По мере роста значения є наблюдалось постепенное падение  $\theta(\varepsilon)$ . В закаленных сплавах с максимальной концентрацией Ме пластическая деформация во всем изученном интервале температур (77-300 К) происходит с понижающимся значением  $\theta$ .

Закаленные легированные сплавы при комнатной температуре испытания имели пластичность большую, нежели бинарный сплав. Для каждого из них значение пластичности при 300 К имело более высокое значение, чем для соответствующего отожженного состояния. При понижении температуры испытания значения пластичности для всех упорядоченных сплавов заметно уменьшались. Температурная зависимость  $\varepsilon_p(T)$  оказалась различной для каждого сплава. В то же время по мере роста концентрации Ме в каждой из систем наблюдались общие закономерности. Особенно резкое снижение  $\varepsilon_p$  при снижении температуры наблюдалось для однофазных сплавов, причем величина падения для каждого легированного сплава превышает таковую для исходного бинарного сплава. Минимальное изменение пластичности с температурой наблюдалось в двухфазных сплавах с 4-6 ат. % марганца, хрома или никеля. Сплавы, легированные ванадием, явились в этом смысле исключением. Кроме того, было установлено, что для каждого закаленного сплава наблюдается более резкая зависимость пластичности от температуры испытания по сравнению с отожженными сплавами.

# ОСНОВНЫЕ МЕХАНИЗМЫ УПРОЧНЕНИЯ ЗАКАЛЕННОЙ КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛИ ПРИ СЖАТИИ

### Корнет Е. В., Иванов Ю. Ф.\*, Козлов Э. В.\*, Коновалов С. В., Громов В. Е.

Сибирский государственный индустриальный университет Новокузнецк, Россия, gromov@physics.sibsiu.ru \*Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск, Россия, yufi@mail2000.ru

Знание закономерностей формирования структуры и свойств стали при пластической деформации в закаленном состоянии необходимо для управления процессом деформационного упрочнения.

В работе проанализированы основные механизмы упрочнения стали, основанные на количественном анализе параметров структуры стали, в зависимости от степени ее деформации, т.е. проведено сравнение теоретической и экспериментальной кривой σ(ε).

В качестве материала использована конструкционная сталь 38XH3MФA, которую после аустенитизации при температуре 950 °C в течение 1,5 час. закаливали в масле. Деформацию стали осуществляли одноосным сжатием со скоростью  $\sim 7 \cdot 10^{-3}$  с<sup>-1</sup>. Исследования структуры и фазового состава стали выполняли методами электронной дифракционной микроскопии тонких фольг.

При оценке вкладов в величину деформирующего напряжения необходимо учитывать: трение решетки матрицы, вклад, обусловленный дислокациями «леса», упрочнение частицами второй фазы, вклад, обусловленный внутрифазными границами, дальнодействующие поля напряжений, твердорастворное упрочнение.

Анализ обзоров по механизмам упрочнения [1-3] и электронно-микроскопический анализ мартенситной фазы в стали 38ХНЗМФА показывают, что первые три механизма вносят незначительные вклады в упрочнение закаленной стали при деформации, поэтому в дальнейшем остановимся на оценке трех основных вкладов.

Наиболее важную роль в процессах деформации и упрочнения закаленной стали играют длинноволновые компоненты поля внутренних напряжений (далее по тексту, дальнодействующие поля напряжений), появление которых связано с поляризацией дислокационной структуры и образованием дислокационно-дисклинационных субструктур, несовместностью деформации соседних зерен, кристаллитов различных фаз, присутствием микротрещин. Практическое измерение длинноволновой компоненты статистических полей осуществлялось по методике, изложенной в работах Томской школы металлофизиков [4].

С увеличением степени деформации стали до разрушения величина данного вклада значительно увеличивается, изменяясь в пределах от 270 до 910 МПа.

Суммарное упрочнение при образовании твердых растворов замещения и внедрения обычно определяется несколькими факторами.

1. Образование соединений при ограниченной растворимости атомов внедрения, таких как TiC, TiN и др.

2. Образование «комплексов» или связанных атомов замещения и внедрения без образования новых фаз.

При оценке твердорастворного упрочнения по методике [1] предполагали аддитивность вкладов в упрочнение отдельных легирующих элементов. Установлено, что с увеличением степени деформации стали величина данного вклада увеличивается, изменяясь в пределах от 660 до 800 МПа, что обусловлено растворением частиц цементита «самоотпуска» и внедрением части атомов углерода в кристаллическую решетку железа и осаждении на дислокациях.

Вклад, обусловленный внутрифазовыми границами, оценивали, используя уравнение Холла-Петча.

Установлено, что с увеличением степени деформации стали величина упрочнения внутрифазными границами значительна, но слабо увеличивается в пределах от 440 до 480 МПа, что обусловлено уменьшением средних размеров кристаллов мартенсита и фрагментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект 08-02-00024-а).

#### Список литературы

- 1. Пикеринг Ф.Б. Физическое металловедение и разработка сталей. М.: Металлургия, 1982. 184 с.
- Статическая прочность и механика разрушения сталей: Сб. научных трудов. Пер. с нем. / Под ред. В. Даля, В. Антона. – М.: Металлургия, 1986. – 566 с.
- 3. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986.- 224 с.
- 4. Конева Н.А., Козлов Э.В. // Известия ВУЗов. Физика. 1982. № 8. С. 3-14.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО АЗОТИРОВАНИЯ ВЫСОКОХРОМИСТОЙ СТАЛИ

Ковалевская Ж. Г.<sup>1,2</sup>, Иванов Ю. Ф.<sup>3</sup>, Гончаренко И. М.<sup>3</sup>, Кошкин К. А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Томский политехнический университет, Томск, Россия <sup>2</sup>Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия <sup>3</sup>Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия <u>kovalevskaya@ispms.tsc.ru</u>

Существует принципиальная возможность диффузионного насыщения азотом стали при низких температурах около 200°С путем использования плазмы дугового разряда низкого давления, интенсифицирующей процесс за счет радиационностимулирующей диффузии [1]. Предварительное ультразвуковое выглаживание поверхности стали модифицирует ее структуру, тем самым меняя механизмы насыщения поверхности азотом и характер формирования нитридных фаз [2].

С помощью оптической металлографии, рентгеноструктурного (PCA) и электронно-микроскопического анализа (ЭМА) исследовано структурно-фазовое состояние поверхностных слоев стали 20Х13 в исходном отожженном состоянии, после ультразвукового выглаживания и низкотемпературного азотирования. Отожженная сталь 20Х13 выбрана в качестве материала исследования, так как ее ферритная составляющая значительно модифицируется в процессе ультразвукового выглаживания, а входящий в состав стали хром является нитридообразующим элементом и увеличивает растворимость азота в феррите, что дает возможность получать азотированный слой при низких температурах азотирования.

В исходном отожженном состоянии исследуемая сталь 20X13 имеет поликристаллическое строение, состоящее из зерен двух фаз: зерен феррита размером 10...20 мкм с хаотической дислокационной субструктурой и округлых микронных зерен карбида  $Cr_{23}C_6$ , расположенных на границах и стыках зерен феррита. Наряду с карбидными частицами микронного размера в исходной структуре стали на границе и внутри зерен феррита формируются карбидные частицы наноразмера (рис.1).



**Рис. 1.** Оптическое (*a*) и электронно-микроскопическое изображение структуры стали 20Х13 в исходном состоянии;  $\delta$  – светлое поле; *в* – темное поле, полученное в рефлексе [024]  $M_{23}C_6$ ; *с* – микроэлектронограмма (стрелкой указан рефлекс темного поля).

Азотирование стали при температуре 200°С в течение 2...8 часов приводит к насыщению поверхности атомами азота, на что указывает появление на рентгенограммах дифракционных линий нитридных фаз. Результаты ЭМА показывают, что диффузия азота, скорее всего, обеспечивается по объему зерен феррита и дислокациям, на что указывает предраспадное состояние твердого раствора  $\alpha$ -железа (на микроэлектронограммах вблизи рефлексов  $\alpha$ -фазы обнаруживаются диффузные тяжи) и формирование частиц нитрида железа Fe<sub>4</sub>N в объеме зерен феррита (рис.2).



**Рис. 2.** Электронно-микроскопическое изображение структуры, формирующейся в стали 20X13 исходного состояния после азотирования при 200 °C в течение 8 часов; a – светлое поле;  $\delta$  – темное поле, полученное в рефлексе [100] Fe<sub>4</sub>N;  $\epsilon$  – микроэлектронограмма (стрелкой указан рефлекс темного поля).

Ультразвуковая обработка поверхности стали с исходной равновесной структурой приводит к формированию модифицированного слоя: крупные зерна феррита фрагментируются на зерна субмикронного размера с сетчатой дислокационной субструктурой. Ультразвуковое воздействие сопровождается растворением наноразмерных частиц карбида хрома в феррите и повторным образованием частиц карбида железа (рис. 3).

Модифицирование структуры приводит к упрочнению поверхностного слоя стали. Значение микротвердости на поверхности стали возрастает с 2520 МПа до 3570 МПа.

Низкотемпературное азотирование модифицированной ультразвуковой обработкой стали приводит к изменению фазового состава и дефектной структуры поверхностного слоя. И, если первое происходит за счет насыщения поверхности атомами азота, то второе происходит также за счет процессов, обусловленных нагревом. PCA показал, что в процессе азотирования в поверхностном слое формируются частицы нитрида хрома CrN. По данным ЭМА частицы нитрида хрома располагаются преимущественно по границам зерен и субзерен и образуются за счет взаимодействия диффундирующего азота и атомарного хрома (рис. 4).



**Рис. 3.** Электронно-микроскопическое изображение модифицированного ультразвуковой обработкой поверхностного слоя стали 20Х13: a – светлое поле;  $\delta$  – темное поле, полученное в рефлексе [110]  $\alpha$ -Fe; e – микроэлектронограмма к ( $\delta$ ) (стрелкой указан рефлекс темного поля); c – темное поле, полученное в рефлексе [110] Fe<sub>20</sub>C<sub>9</sub>;  $\partial$  – микроэлектронограмма к (c) (стрелкой указан рефлекс темного поля).



**Рис. 4.** Электронно-микроскопическое изображение структуры, сформированной в стали 20X13 после ультразвукового модифицирования и азотирования: *а* – светлое поле (стрелками указаны совершенные границы (стрелкой указан рефлекс темного поля); *б* – темное поле, полученное в рефлексе [002]CrN; *в* – микроэлектронограмма (стрелкой указан рефлекс темного поля).

В зернах феррита происходит снижение скалярной плотности дислокаций, сопровождающееся выходом их на границы фрагментов, что приводит к формированию субзеренной структуры с совершенными границами (рис.4). Параллельно с освобождением объемов зерен от дислокаций наблюдается формирование вдоль их границ прослоек с высоким уровнем дефектности. Причиной их формирования являются процессы полигонизации, совмещенные с перемещением атомов азота вдоль границ зерен и субзерен, что стабилизирует данные дефекты [3].

# Заключение

Проведенные исследования позволяют сформировать представления об особенностях протекания процесса насыщения поверхности высокохромистой стали

атомами азота при азотировании в плазме дугового разряда низкого давления с учетом того, в равновесном или модифицированном состоянии находится структура поверхностного слоя стали. При низкотемпературном азотировании модифицированной поверхности высокохромистой стали диффузия атомов азота происходит по дефектам структуры – дислокациям, границам субзерен и зерен. Этот процесс ускоряется за счет активности дефектов, обеспеченной процессами полигонизации. При азотировании стали с исходной равновесной структурой из-за значительно меньшего количества дефектов диффузия азота осуществляется, в основном, по объему зерен, что искажает кристаллическую решетку, создает внутренние напряжения и замедляет процесс азотирования.

# Список литературы

- 1. Гончаренко И.М., Иванов Ю.Ф., Григорьев С.В. и др. Закономерности формирования зоны диффузионного насыщения при азотировании стали в плазме дугового разряда // Физическая мезомеханика. -2004. - Т.7. - Спец. выпуск - Часть 2 - С. 201-204.
- 2. Клименов В.А., Ковалевская Ж.Г., Перевалова О.Б. и др. Влияние ультразвуковой обработки поверхности стали 40Х13 на микроструктуру азотированного слоя, сформированного при высокоинтенсивной низкоэнергетической имплантации ионами азота // Физика металлов и металловедение. - 2006. - Том 102. - № 6. - 621-629.
- 3. Власов В.М., Жигунов К.В., Иванькин И.С. и др. Влияние предварительной холодной пластической деформации на кинетику процесса никотрирования теплостойких сталей // Металловедение и термообработка. - 2002. - №9. - С.39-41.

# МИКРОСТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ УПРОЧНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ МЕТАЛЛА ПРИ ГРАНИЧНОМ ТРЕНИИ.

Пинчук В. Г.<sup>1</sup>, Короткевич С. В.<sup>2</sup>, Бобович С. О.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Учреждение образования "Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины", г. Гомель, РБ.

<sup>2</sup> Республиканское унитарное предприятие "Гомельэнерго", г. Гомель, РБ.

Проведён комплекс физических исследований по изучению кинетики дислокационной структуры в поверхностном слое никеля при граничном трении пары Ni -Мо. Исследования микроструктуры проводили методом ферромагнитного резонанса (ФМР), электронной микроскопии методом тонких фольг на "просвет", электронографии и рентгеноструктурного анализа. Установлено, что микроструктурные процессы упрочнения и разрушения в поверхностном слое толщиной ~ 0,1 мкм при трении характеризуются рядом особенностей в сравнении с процессами при объёмном деформировании прокаткой.

Комплекс этих исследований установил, что при трении, в отличие от обычных методов деформирования (прокатка, растяжение и др.), имеет место циклический характер изменения прочностных характеристик поверхностных слоёв, что выразилось: 1) в циклическом характере кинетических зависимостей плотности дислокаций; 2) – в циклическом изменении текстуры; 3) в периодическом изменении картины дислокационных конфигураций, выявленном при анализе электронномикроскопических снимков; 4) в периодическом изменении интенсивности изнашивания.

Показано, что периодичность структурных изменений связана с развитием характерных пластических и пластически - деструкционных стадий деформирования поверхностных слоёв при трении. Количественные оценки плотности дислокаций (р) прямыми и косвенными методами показали, что значения средней плотности дислокаций, соответствующие максимумам и минимумам осцилляций уширения линии ФМР, однозначно связанного с р, отличаются на три - четыре порядка. Для микроструктуры никеля при трении характерно развитие очень мелкой ячеистой структуры в виде квазиравномерного распределения дислокационных кластеров размером 10 - 100 нм. Микродифракция отмечает сильное диспергирование поверхностного слоя с большой разориентацией блоков ( $\alpha \approx 4 - 7^{\circ}$ ). Для минимумов осцилляционной зависимости  $\rho = f(t)$  дислокационная структура приближается к структуре исходного материала. Наблюдается крупнозернистая структура и уменьшение плотности дислокаций с  $\rho \approx 10^{16}$  м<sup>-2</sup> в максимумах до  $\rho \approx 10^{13}$  м<sup>-2</sup>. Периодичность структурных изменений, подтверждённая комплексом полученных данных, даёт основание сделать вывод о локализованном во времени процессе разрушения и изнашивания поверхностного слоя.

# СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРЫ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ И ПСЕВДОМОНОКРИСТАЛЛОВ СРЕДНЕУГЛЕРО-ДИСТОЙ КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛИ ПРИ ХОЛОДНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

#### Хлебникова Ю.В.

# Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия Yulia\_kh@imp.uran.ru

Известно, что в среднеуглеродистых конструкционных сталях типа 37ХНЗМ, 32ХГСН, 30ХН3Т и т.п. при закалке образуется пакетный мартенсита. Из-за высокой прочности и ограниченной пластичности среднеуглеродистая легированная сталь в закаленном и низкоотпущенном состоянии трудно поддается деформированию. Благодаря отработанной в Институте физики металлов УрО РАН технологии выращивания закаленных стальных монокристаллов (псевдомонокристаллов) есть возможность проводить исследования на образцах, в которых отсутствуют границы исходных аустенитных зерен. Можно ожидать, что на псевдомонокристальных образцах среднеуглеродистой конструкционной стали, в которых отсутствуют большеугловые границы исходных аустенитных зерен, удастся достигнуть больших пластических деформаций, чем на поликристаллических образцах. Постановка задачи была интересна еще и тем, что псевдомонокристалл представляет собой структурный комплекс, элементы которого имеют текстуру фазового  $\gamma \rightarrow \alpha$ -превращения. Это обстоятельство может оказать влияние на эволюцию структуры при холодной деформации прокаткой. Возможно также, что при деформации псевдомонокристалла будет осуществляться переход от текстуры фазового превращения к текстуре холодной пластической деформации.

Исследования проведены на псевдомонокристаллах конструкционной стали 30ХН3Т, выращенных из расплава по методу Бриджмена со скоростью 1.1 мм/мин. В исходном состоянии (в виде заготовки) сталь содержала 0.32%С, 1.37%Сг, 3.3%Ni, 0.43%Mn, 0.19%Ti, 0.021%P, 0.022%S, остальное Fe. В процессе кристаллизации заготовки не переохлаждали ниже 900°С (ү–область) и по окончании процесса закаливали в масле. Перед деформацией образцы, вырезанные из средней части кристалла, отпускали при 180°С, 2 ч. Деформацию псевдомонокристальных образцов осуществляли прокаткой на двухвалковом стане в гладких валках диаметром 120 мм со степенями 20, 40, 60, 80 и 86%.

Методами металлографии и электронной микроскопии изучена последовательность структурных изменений, происходящих в закаленном монокристалле (псевдомонокристалле) среднеуглеродистой конструкционной стали 30ХНЗТ при холодной пластической деформации прокаткой со степенями обжатия 20, 40, 60, 80 и 86%. В результате проведенного исследования показана принципиальная возможность деформирования прокаткой при комнатной температуре стального закаленного монокристалла со степенями, не достижимыми для закаленных сталей близкого химического состава (30ХГСН2, 37ХНЗМ и 32ХНЗА), находящихся в поликристаллическом состоянии. Установлено, что закономерности структурных изменений при холодной деформации псевдомонокристалла имеют черты, характерные как для монокристаллов, так и для поликристаллов. На первых стадиях деформации происходит интенсивное дробление мартенситных реек на однородные микроучастки "ковровой" структурной составляющей с разрушением большеугловых границ реек и формированием границ деформационного происхождения, то есть нарушается исходный порядок – текстура фазового превращения. Однако при дальнейшем увеличении степени деформации возникает вновь тенденция к некоторому кристаллографически упорядоченному состоянию - текстуре деформации. Таким образом, идея о цепочке событий в процессе деформации монокристалла, порядок-беспорядок-порядок (текстура) [1], реализуется и в случае деформации псевдомонокристалла конструкционной стали. Только под порядком в исходном псевдомонокристалле следует понимать текстуру кристаллографически упорядоченного γ→α-фазового превращения, а под порядком в деформированном состоянии – текстуру прокатки (рис.1).



**Рис.1.** Полюсная фигура {110} мартенсита стали 30ХН3Т: *а* – до деформации, ■ – полюса 001γ, ● – полюса 110α; *б* – деформированного на 80%. Текстура {001}<110>.

Установлено, что деформация на 86% псевдомонокристаллических образцов не приводит к образованию фрагментированной структуры с большеугловыми границами между фрагментами. Разрушение псевдомонокристаллического образца происходит на стадии образования "коврового узора", в котором нет большеугловых границ. При деформации псевдомонокристального образца на 80% формируется однокомпонентная текстура {001}<110>, типичная для металлов с ОЦК—решеткой.

1. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986. 224 с.

# НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ И АМОРФНАЯ СТРУКТУРА ИНТЕРМЕТАЛЛИДА ТізАІ С ДЕЙТЕРИЕМ РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

# Ещенко Р. Н., Елкина О. А., Пацелов А. М., Пилюгин В. П.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия eshchenko@imp.uran.ru

Интерметаллиды на основе титана используются в качестве специальных конструкционных материалов, для которых актуальным является вопрос взаимодействия с водородом.

представленной работе рентгенографическим И электронно-микро-В скопическим методами изучены структурные превращения в интерметаллиде Ti<sub>3</sub>Al с гексагональной упорядоченной структурой при легировании дейтерием концентрации D/M (x) =0.1-1.7. При концентрации дейтерия x < 0.4 формируется твердый раствор внедренных атомов дейтерия в матрице с гексагональной структурой, которая отличается от исходной фазы  $\alpha_2$  параметрами кристаллической решетки. Увеличение концентрации дейтерия от x = 0.4 до x = 1.7 приводит к формированию структуры с атомно упорядоченной орторомбической решеткой. Распределение внедренных атомов по междоузлиям в атомно-упорядоченной матрице сопровождается достаточно сильными микроискажениями, которые вызвали изменение симметрии решетки матрицы. При концентрации дейтерия  $x \ge 0.8$  образуется вторая фаза – дейтериды с кубической гранецентрированной решеткой, образцы с такой концентрацией дейтерия становятся пористыми, из них легко получается порошок.

Следовательно, в принятых нами условиях насыщения (x = 0.1-1.7) с увеличением концентрации дейтерия реализуются следующие фазовые превращения:  $\alpha_2 - \phi$ аза — орторомбическая фаза — ГЦК-фаза.

С целью консолидации порошка производили сжатие и сдвиговую деформацию в условиях квазигидростатического давления 12 ГПа на наковальнях Бриджмена при комнатной температуре. После сдвиговой деформации из порошка интерметаллида с дейтерием были получены монолитные образцы.

Структурные исследования деформированных образцов Ti<sub>3</sub>Al проведены при концентрации дейтерия в интерметаллиде x = 0.4, 0.8, 1.2. Сдвиговая деформация осуществлялась в условиях поворота наковален на углы от 180 до 1440°, что соответствует от 0.5 до 4 оборотов наковален.

Концентрация дейтерия x=0.4. После сдвиговой деформации сохраняется структура с орторомбической кристаллической решеткой. На рентгеновских дифрактограммах произошло уширение и понижение интенсивности дифракционных отражений. Параметры кристаллической решетки по сравнению с параметрами после насыщения дейтерием практически не изменились и составляют a = 0.5794 нм, b = 0.9964 нм, c = 0.4658 нм. Для микроструктуры характерно формирование дисперсной фрагментированной структуры и наличие высокой плотности дислокаций. В отдельных участках видны сильно изогнутые полосы со слабо разрешаемыми границами и дисперсной структурой. Кристаллиты имеют вытянутую форму длиной 20-30 нм и шириной 1–3 нм, кристаллиты равновесной формы, как правило, имеют размер до 4 нм. Микроэлектронограммы, соответствующие наблюдаемой микроструктуре, состоят из тонких дифракционных колец с более интенсивными точечными рефлексами, что также свидетельствует о высокой степени дисперсности структуры.

Концентрация дейтерия x=0.8. После сдвиговой деформации на рентгеновских дифрактограммах не разрешается пик, соответствующий дейтериду с ГЦК решеткой, в интервале углов (20) 51–71° появился размытый диффузный максимум – гало. Электронно-микроскопические наблюдения показали, что в кристаллической матри-

це формируются микроучастки со структурой из равномерно распределенных образований с ровными границами размером 1–2 нм (рис.1, А), микроэлектронограммы состоят из двух, иногда трех размытых диффузных колец вокруг первичного пучка электронов (рис.1, А-1). Вид микроэлектронограмм и темнопольные снимки позволяют характеризовать данную структуру как близкую аморфной (квазиаморфную). В микроструктуре присутствуют области кристаллической фазы с размером кристаллов 2–15 нм (рис.1, Б), на микроэлектронограммах видны тонкие диффузные кольца с растянутыми рефлексами (рис.1, Б-1). В деформированной структуре (поворот наковален на 0.5 оборота) наблюдали области двухфазной структуры из кристаллической и аморфной составляющей, микроэлектроногрммы состоят из диффузных колец, характерных для аморфной фазы, и тонких колец с интенсивными растянутыми рефлексами, характерных для кристаллической фазы. Такую структуру можно считать аморфно-кристаллической.

Как видно, в деформированных образцах  $Ti_3Al$  с дейтерием x = 0.8 формируются области нанокристаллической фазы, квазиаморфной и области, в которых сосуществуют кристаллическая и квазиаморфная составляющие (аморфно-кристаллическая структура).





Концентрация дейтерия x=1.2. По данным рентгеноструктурного анализа на дифрактограммах присутствует размытый диффузный максимум – гало, при малой степени сдвиговой деформации сохраняется некоторое количество дейтеридов с ГЦК- решеткой, после сдвиговой деформации при повороте наковален на углы >1400° практически исчезли дифракционные пики кристаллических фаз. На начальных стадиях сдвиговой деформации формируется ультрадисперсная структура из разупорядоченной орторомбической фазы, сохраняются дейтериды с ГЦК- решеткой. При увеличении степени сдвиговой деформации в структуре реализуется состояние, близкое аморфному и одновременно присутствуют участки нанокристаллической структуры. Вид микроструктуры и микроэлектронограммы аналогичны показанным на рисунке выше. При максимальных степенях деформации, используемых в данной работе, практически во всем объеме материала кристаллическая фаза превращается в фазу, близкую аморфной, при этом возникают образования в виде пятен размером 1-2 нм с повышенной относительно матрицы корреляцией в расположении атомов.

Таким образом, в интерметаллиде Ti<sub>3</sub>Al, в зависимости от концентрации дейтерия в условиях сдвиговой деформации, формируется нанокристаллическое состояние и происходит фазовый переход кристаллической фазы в квазиаморфную. Области дисперсной структуры присутствуют одновременно с областями квазиаморфной фазы, как это показано на рисунке; обнаружены участки двухфазного состояния из

нанокристаллической и аморфной фазы (аморфно-кристаллическая структура). Повидимому, при определенной концентрации дейтерия и степени деформации произошло разделение областей нанокристаллической и квазиаморфной структуры. В дальнейшем (x=1.2), объем квазиаморфной фазы возрастает и становится доминирующем в структуре. Следует отметить определяющую роль внедренных атомов (водород, дейтерий) в инициировании перехода кристаллическая фаза - аморфная фаза, т.е. создаются условия для аморфизации структуры. В условиях большой сдвиговой деформации (степень деформации достигала 10.3 единиц по логарифмической шкале) в исходно – упорядоченном интерметаллиде Ti<sub>3</sub>Al формируется нанокристаллическая структура с размером кристаллов 5–10 нм, происходит разрушение атомного упорядочения, однако аморфное состояние не возникает.

Причины твердофазной аморфизации интерметаллида на основе титана легированного водородом (дейтерием), обсуждаются с точки зрения потери стабильности кристаллической модификации за счет перераспределения атомов внедрения при воздействии пластической деформации и высокого давления и вследствие высокой плотности структурных дефектов в неоднородном поле напряжений.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта Президиума РАН 09-П2-1019. Структурные исследования выполнены в Центре электронной микроскопии ИФМ УрО РАН.

# ЭЛЕКТРОННО-МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ В АТОМНОУПОРЯДОЧИВАЮЩИХСЯ МЕДНО-ПАЛЛАДИЕВЫХ И МЕДНО-ЗОЛОТЫХ СПЛАВАХ, ПОДВЕРГНУТЫХ КРУЧЕНИЮ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

#### Гохфельд Н. В., Буйнова Л. Н., Коуров Н. И., Пилюгин В. П., Пушин В. Г.

# Институт физики метало УрО РАН, Екатеринбург, Россия gokhfeld@imp.uran.ru

В настоящей работе предпринята попытка создания наноструктурного состояния в модельных атомноупорядоченных сплавах на основе Cu<sub>3</sub>Pd, а также в сплаве Cu<sub>3</sub>Au с добавками серебра и в промышленном сплаве 585 пробы.

Отметим, что сплав  $Cu_3Pd$  является практически единственным атомноупорядоченным сплавом, в котором в зависимости от концентрации Pd вблизи стехиометрии можно получить целый ряд упорядоченных состояний: по типу  $L1_2$ , с периодической слоистой структурой и с периодической столбчатой структурой [1]. Предполагается, что упорядоченные сплавы Cu-Pd в наноструктурном состоянии можно рассматривать как особо перспективные для использования в автомобильных катализаторах.

Сплав Cu<sub>72</sub>Au<sub>24</sub>Ag<sub>4</sub> был выбран, поскольку он является первым модельным сплавом, в котором были совмещены два фазовых процесса: упорядочение и старение [2] и, кроме того, он по составу близок к сплаву классической 585 пробы, используемому в ювелирной промышленности и в качестве контактного материала. Предпринята попытка создания наноструктуры и в самом промышленном сплаве 585 пробы.

Основным методом исследования является метод просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии. Изучение микроструктуры всех исследуемых сплавов проводилось на просвечивающих электронных микроскопах JEM 200 CX и Tecnai G<sup>2</sup> 30 и на сканирующем электронном микроскопе Quanta 200, (оснащенном приставкой Pegasus с элементным и текстурным микроанализом). Исследование проводилось в исходном упорядоченном состоянии, после применения ИПДК (интенсивной пластической деформации кручением), а также после последующих отжигов с целью восстановления дальнего атомного порядка, но с сохранением наноструктуры в сплавах. Кроме того, в работе проводилось измерение электросопротивления по четырехконтактной схеме потенциометрическим методом при постоянном электротоке в интервале температур 77–900К (от –196 до 627°С).

Слитки медно-палладиевых сплавов изготавливали плавкой из меди и палладия чистотой 99,98. Перед упорядочением сплавы подвергали рекристаллизационному отжигу при температуре 800 °C 3ч. для получения размера зерен 100 мкм. Для создания полностью упорядоченного состояния медно-палладиевые образцы охлаждали в интервале температур 420-270 °C со скоростью 2 °C в сутки. Ускоренное упорядочение проводилось в том же температурном интервале, но со скоростью 100°С в сутки. Изучение исходного состояния образцов сплава Cu<sub>3</sub>Pd после рекристаллизационного отжига и упорядочения с помощью сканирующего электронного микроскопа показало, что разброс зерен по размерам составил от 40 до 100 мкм. Изучение в просвечивающих электронных микроскопах показало, что сплав Cu<sub>3</sub>Pd всех составов имеет в теле зерна дефекты в виде антифазных доменных границ (А $\Phi\Gamma$ ), разделяющие так называемые термические домены. Длиннопериодную слоистую структуру имеют сплавы с содержанием от 20 до 25 ат.%Pd, о чем свидетельствовало соответствующее расщепление сверхструктурных рефлексов на электронограмах и наличие С-доменов. Причем у сплава Cu<sub>3</sub>Pd стехиометрического состава С-домены оказались достаточно крупными. Они имели форму пластин, поверхность которых параллельна плоскости {110}. Толщина доменных пластин колебалась в пределах 0,1–0,5 мкм, длина от 1 до 10 мкм. Изучение исходной структуры сплава со столбчатой структурой показало, что размер С-доменов несколько меньше, их форма отличается от пластинчатой. Кроме этого, электронограммы сплава являются специфическими и содержат по 4-6 сателлитов на местах сверхструктурных рефлексов. Столбчатая периодическая структура наблюдалась для сплава с 26-28 ат.% Pd.

В Си<sub>3</sub>Pd сплавах ИПДК проводили с числом оборотов  $n = \frac{1}{8}, \frac{1}{4}, \frac{1}{3}, \frac{1}{2}, 1, 5, 10,$ 15. При этом величина давления составляла (4–8) ГПа. Максимальное измельчение зерен и их высокая однородность по размерам достигалась при 10–15 оборотах. В этом случае зерна сильно измельчались и на микроэлектронограммах всегда наблюдались только кольцевые отражения. Точечные дифракции электронов для сплава Сu<sub>3</sub>Pd с периодической слоистой структурой получили только после ИПДК  $n = \frac{1}{8}$ оборота. В остальных случаях дальний порядок при ИПДК полностью разрушался. Большинство зерен после ИПДК имели размер от нескольких нанометров до сотен нанометров в зависимости от режима ИПДК.

Образцы со слоистой длиннопериодической сверхструктурой после ИПДК отжигали в кварцевых ампулах, вакуумированных до  $10^{-4}$  мм.рт.ст. при температурах 300, 400, 450 и 500°С в течение одного часа, а в некоторых случаях в течение 30 минут. Сплав со столбчатой структурой отжигался при 400, 450 и 500°С в течение 1 часа после 15 оборотов при  $P = 4\Gamma\Pi a$ . В результате исследования всех сплавов построены гистограммы распределения зерен по размеру, проанализирована доменная и дислокационная структура сплавов. Из анализа электронограмм установлен характер распределения сателлитов и колец (после ИПДК). Показано, что размер зерен оставался достаточно малым вплоть до отжига 450°С, когда наряду с сохранением мелкого зерна интенсивно протекали процессы упорядочения, которые можно было наблюдать в более крупных зернах. Отметим, что проведение высокоскоростной термообработки на упорядочение не оказало никакого влияния на размер зерна. Это изменило только размер С-домена.

Аналогичные исследования были предприняты и на сплаве Cu<sub>3</sub>Au + 4%Ag. Однако ИПДК задавали на этом сплаве, предварительно обработанном на беспорядок. Режим ИПДК сплава Cu<sub>3</sub>Au + 4%Ag был следующим:  $P = 6 \Gamma \Pi a$ , n составляло <sup>1</sup>/<sub>4</sub>, <sup>1</sup>/<sub>2</sub>, 1, 5 оборотов.

Кроме того, после ИПДК были проведены отжиги с целью восстановления дальнего порядка этого сплава. Температуры отжига были либо 350°С, либо 350–370°С. Время выдержки при 350°С составляло 1, 11 и 24 часа, а также 10 ч. при 350°С + 10ч. при 370°С. Отметим, что восстановление полного атомного порядка в этом сплаве в отличие от сплава Cu<sub>3</sub>Pd не удалось получить. Для сравнения с полученными данными по структуре после различных обработок на сплаве Cu<sub>3</sub>Au + 4%Ag был проведен классический режим упорядочения на полный атомный порядок: от 420 до 200°С со скоростью 10°С в сутки [2] без использования предварительной ИПДК.

Попытка создания наноструктурного состояния в сплаве 585 пробы также была успешно осуществлена при ИПДК  $P = 8\Gamma\Pi a$  и n = 5 оборотам. При такой обработке на электронограммах наблюдались сплошные круги, а при последующих отжигах при 300°C 1ч.+290°C 1ч.+280°C 1ч.+270°C 1ч., или 250°C 4ч. и 270°C 3 суток создавались зерна размером от нескольких нанометров до 100 нанометров. Однако также как и в модельном сплаве Cu<sub>3</sub>Au+4%Ag восстановить дальний порядок полностью не удалось. Таким образом, для всех исследованных сплавов удалось измельчить зерно после ИПДК и последующих термообработок от 100 мкм (исходный размер) до нескольких десятков или даже нанометров. Это позволило значительно увеличить прочностные свойства сплавов.

Параллельно с исследованием структуры проводили измерения электросопротивления сплавов. Низкие значения электросопротивления, соответствующие хорошо упорядоченному состоянию сплавов, сменялись гораздо более высокими значениями при разупорядочении сплавов и вновь понижались после дополнительных обработок, сопровождающихся образованием в них наноструктурного атомноупорядоченного состояния.

В сплаве Cu<sub>3</sub>Pd обнаружен гигантский эффект ускорения кинетики упорядочения. Время достижения дальнего атомного порядка сократилось более чем в 1000 раз в условиях сохранения высокой прочности нанструктурного состояния зерен в сплавах.

В сплаве Cu<sub>3</sub>Au+4%Ag и сплаве 585 пробы с использованием метода ИПДК и последующего отжига также удалось измельчить зерно до наноструктурного размера. Надо отметить, что пока применение отжигов после ИПДК не обеспечивает полного атомного порядка в этих сплавах, что, по-видимому, связанно с протеекающим наряду с упорядочением при этих же температурах процессом старения.

Данный способ создания наноструктурного состояния в упорядоченных сплавах может быть эффективно использован для получения высокопрочных наноструктурных резистивных и электроконтактных материалов.

# Список литературы

- 1. В.Г.Пушин, В.П.Пилюгин, Л.Н.Буйнова, Н.И.Коуров, Т.М.Тетерина, И.Г.Ширинкина. Нанотехнология и физика функциональных нанокристаллических материалов. 2(2005) 192
- О.Д.Шашков, Л.Н.Буйнова, И.И.Сюткина, Э.С.Яковлева, Н.Н.Буйнов. ФММ. 28(1969) 1029

# ОСОБЕННОСТИ МОРФОЛОГИИ ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ МИКРОКРИСТАЛЛОВ СЕРЕБРА ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРООСАЖДЕНИЯ В ПОТЕНЦИОСТАТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

#### Ясников И. С., Тюрьков М. Н., Прохоров П. Э.

## ГОУ ВПО «Тольяттинский государственный университет», Тольятти, Россия <u>kart2001@rambler.ru</u>

Интерес к изучению микрочастиц серебра связан с их многочисленными практическими приложениями, некоторые из которых основаны на бактерицидных свойствах этого металла. Так, препараты на основе коллоидного серебра для дезинфекции и консервирования воды при концентрации 0,05–0,1 ppm демонстрируют полную стерилизацию даже сильно бактериально загрязненной воды [1]. Эти свойства можно значительно усилить путем увеличения удельной поверхности частиц.

Некоторые результаты исследований морфологических особенностей строения кристаллов серебра, в том числе и пентагональных, полученных при электрокристаллизации в гальваностатическом режиме, приведены в работе [2]. Однако в этом случае поддержание постоянного тока в процессе электроосаждения фактически приводило к непрерывному изменению реальной плотности тока роста кристаллов из-за изменения суммарной площади их поверхности. В настоящей работе представлены результаты исследования роста микрокристаллов серебра в потенциостатических условиях, обеспечивающих постоянство скорости роста в основной период кристаллизации.

Раствор для осаждения серебра, приготовленный на дистиллированной воде, содержал 35 г/л азотнокислого серебра и 150 г/л сернокислого аммония. Величину рН доводили до 9,8...10,0 путем добавления 25-процентного водного раствора аммиака. Осаждение серебра проводили в потенциостатическом режиме при значениях перенапряжения на катоде в интервале от 80 до 200 мВ. Использовался разработанный в ИФХЭ РАН потенциостат Micro Compact PRO, управляемый компьютером с программным обеспечением IPC2000. В качестве подложки использовали механически полированную до класса от 9в до 10б по ГОСТ 2789-73 (Ra = 0,1...0,2 мкм) нержавеющую сталь 12X18Н9Т с нанесенным на нее методом ионно-плазменного напыления покрытием из нитрида титана. Для исследования особенностей морфологии полученных кристаллов серебра использовали сканирующую электронную микроскопию (LEO 1455 VP).

Вопрос о методиках электрохимического получения крупных пентагональных кристаллов серебра, обеспечивающих воспроизводимость результатов, до сих пор остаётся дискуссионным. Классические эксперименты Н. Пангарова по импульсному осаждению серебра из нитратного раствора на платиновую подложку [3] показали, что при перенапряжениях 100 мВ и выше в осадках появлялись кристаллы, имеющие пятерную симметрию.

Проведённые нами исследования подтвердили этот результат и показали, что при таких же перенапряжениях (100...120 мВ) пентагональные микрокристаллы формируются при электроосаждении на сталь, покрытую нитридом титана, причём морфология получаемых объектов однозначно определяется значением перенапряжения в данном диапазоне.

Так, при  $\eta = 100$  мВ пентагональные микрокристаллы растут по слоевому механизму (рис. 1 а, б). Послойный рост таких кристаллов осуществляется движением фронта кристаллизации в виде «террас», параллельных поверхности кристалла. При этом имеет место как макроскопический рост в направлении перпендикулярном к подложке и микроскопический рост в тангенциальном направлении.





**Рис.1** Пентагональные микрокристаллы, сформировавшиеся при электрокристаллизации серебра в потенциостатическом режиме на индифферентной подложке: a) - b пентагональные микрокристаллы, выросшие по слоевому механизму без полости внутри (a,  $\delta$ ) (перенапряжение на катоде – 100 мВ) и с полостью внутри (b) (перенапряжение на катоде – 110 мВ); c) - e) пентагональные «звёзды» (перенапряжение на катоде – 120 мВ)

При η = 110 мВ выявляются пентагональные микрокристаллы с полостью внутри (рис. 1 *в*). Термодинамическая необходимость образования полости в пента-

гональных кристаллах электролитического происхождения в процессе их эволюции была рассмотрена в работе [4], а механизм формирования полости представлен в работе [5]. Согласно модели [5], нитевидный пентагональный кристалл представляет собой изотропный линейно-упругий цилиндр радиусом с соосной положительной клиновой дисклинацией мощностью  $\omega = 7^{\circ}21'$ . Эта дисклинация вызывает в цилиндр е осевые напряжения, которые оказываются сжимающими около оси цилиндра и растягивающими вблизи его поверхности. Такой характер внутренних напряжений делает энергетически выгодным зарождение в цилиндре и выброс наружу призматических дислокационных петель вычитания с образованием на торце цилиндра выемки [5]. При более низких перенапряжениях такие механические напряжения являются более низкими, вследствие чего полость не возникает.

При  $\eta = 120$  мВ наблюдалось образование пентагональных «звёзд» (рис. 1 *г*, *д*, *е*). У данных объектов нами выявлено изменение габитуса вследствие активного роста по слоевому механизму в местах максимальной концентрации упругих напряжений, а именно вблизи дефекта дисклинационного типа (оси симметрии пятого порядка) (рис. 1 *г*, *д*) и вблизи двойниковой границы (рис. 1 *е*). Стоит также отметить, что в проведённых нами ранее экспериментах по электроосаждению меди указанная морфология не была выявлена и наблюдается впервые.

Таким образом, варьируя перенапряжение на катоде, удается получить пентагональные микрокристаллы серебра с различной морфологией. Представленные экспериментальные данные по зависимости выявляемых морфологических типов от перенапряжения на катоде очень хорошо воспроизводятся, и, следовательно, позволяют однозначно определить методику их получения. Некоторые из полученных морфологических типов обладают перспективой практического применения в силу уникальных биоцидных свойств серебра.

Работа выполнена при поддержке аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (регистрационный номер 2.1.1/1271) и федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (государственный контракт № П2620, НК-438).

#### Список литературы

- Кошелев К.К., Кошелева О.К., Дробина Л.Ю., Свистунов М.Г. Сборник материалов научно-практической конференции «Нанотехнологии и наноматериалы для биологии и медицины» // Новосибирск, 2007. – Часть 1. – С. 36.
- Ясников И.С., Цыбускина И.И. Морфологические особенности строения микрокристаллов серебра электролитического происхождения // Журнал технической физики. – 2008. – т. 78, вып. 11. – С. 130 – 133.
- 3. Пангаров Н.А. Ориентация кристаллитов при электроосаждении металлов // Материалы сборника «Рост кристаллов», том .10. Москва: Наука, 1974. С. 71 97.
- Ясников И.С., Викарчук А.А. Эволюция образования и роста полости в пентагональных кристаллах электролитического происхождения // Физика твёрдого тела. – 2006. – т. 48, вып. 8. – С. 1352 – 1357.
- Колесникова А.Л., Романов А.Е. О релаксации напряжений в пентагональных нитевидных кристаллах // Письма в Журнал технической физики. – 2007. - т. 33, вып. 20. – С. 73 – 79.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ФАКТЫ, СВИДЕТЕЛЬСТВУЮЩИЕ ОБ ЭВОЛЮЦИИ МИКРОКРИСТАЛЛОВ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ

#### Ясников И. С., Прохоров П. Э.

# ГОУ ВПО «Тольяттинский государственный университет», Тольятти, Россия <u>kart2001@rambler.ru</u>

Ранее в процессе анализа экспериментальных данных по электроосаждению металлов нами была предложена модель, которая основывается на предположении, что строение, размеры, форма и сценарии развития микрокристаллов электролитического происхождения определяются особенностью процессов массо- и теплообмена, протекающими в островках роста, образующихся на начальных стадиях электрокристаллизации металлов [1].

Проведённый по результатам, полученным в работе [1] анализ, в частности, показал, что при любом режиме электроосаждения температура в растущем островке в определённом диапазоне размеров островка резко возрастает и может достигать температуры плавления. При этом после достижения максимального значения температура в островке резко падает до температуры подложки уже при удвоенном значении размера островка от момента начала роста температуры. В работе [1] отмечалось, что максимального значения температуры в островке роста можно достичь, варьируя условия теплообмена, в частности, путём увеличения локальной плотности тока или уменьшением теплопроводности подложки.



**Рис. 1.** Сферический (*a*) и полусферический габитус звёздчатых многогранников с пентагональной симметрией, сформировавшихся из икосаэдрических кластеров при электрокристаллизации меди [2]

Экспериментальное доказательство наличия локального повышения и последующего падения температуры в процессе эволюции островка роста было представлено в работе [2], где продемонстрированное формоизменение габитуса малых частиц с пентагональной симметрией, полученных в процессе электроосаждения меди, определялось условиями теплообмена с подложкой (рис. 1). Однако данное доказательство носило косвенный характер и в этом смысле наличие ещё одного независимого экспериментального доказательства позволило бы более обоснованно утверждать об указанном поведении температуры. Приведённые далее экспериментальные факты были получены в процессе изучения морфологии микрокристаллов серебра, полученных методом электроосаждения из электролита на основе азотнокислого серебра.

В процессе электронно-микроскопического анализа полученных микрокристаллов было выявлено, что среди многообразия морфологических форм возможно образование микрокристаллов с полостью внутри. Внутренняя поверхность полостей полученных объектов исследовалась с помощью сканирующего электронного микроскопа LEO 1455 VP. Для того, чтобы получить контрастное изображение внутренней поверхности полости, необходимо было увеличить выход вторичных электронов с поверхности полости по отношению к детектору электронного микроскопа. Для этого предметный столик, на котором была зафиксирована подложка с микрокристаллами серебра, был ориентирован под некоторым углом к падающему электронному пучку, причём угол подбирался экспериментально. Достаточный контраст изображения был получен при угле наклона столика по отношению к горизонтальному положению  $\sim 8...10^\circ$ . После получения достаточного контраста изображения было выявлено, что внутренняя поверхность полостей имеет явно выраженную дендритную морфологию (рис. 2).



**Рис. 2** Дендритная морфология внутренней поверхности полости, выявленная с помощью сканирующего электронного микроскопа в микрокристалле серебра электролитического происхождения: а) электронно-микроскопическое изображение микрокристалла серебра с полостью внутри, квадратом на рисунке обозначена область, представленная на рис.  $2 \delta$ ;  $\delta$ ) дендриты в полости микрокристалла серебра (обозначены стрелками).

Образование дендритов в процессе электроосаждения возможно при ускоренной кристаллизации в сильно неравновесных условиях [3]. При этом могут реализовываться два механизма:

• дендриты образуются при избытке «строительного материала», т.е. адатомов встраивающихся в кристаллическую решётку;

• дендриты образуются при нагреве микрокристалла вплоть до температуры плавления и его последующем быстром охлаждении, т.е. в условиях ускоренной кристаллизации.

Рассмотрим возможность этих механизмов более подробно.

1. Кристалл с полостью внутри представляет собой аналог «клетки Фарадея» или электростатической защиты [4]. Внутри полого металлического объекта электрическое поле отсутствует (теорема Фарадея), поэтому доставка ад-атомов внутрь полости невозможна, а тем более реализация их избыточного количества. Именно поэтому образование дендритов в полости микрокристалла серебра по первому механизму невозможно.

2. Известно, что нагрев металла до температуры плавления и затем быстрое охлаждение (закаливание) может приводить к фиксации аморфного состояния. Однако способность чистых металлов к аморфизации определяется высокой скоростью охлаждения. Так для чистого никеля эта скорость составляет ~  $10^{10}$  K/c [5]. Оценки, проведённые ранее по анализу уравнений, описывающих температурную эволюцию островка роста в рамках модели [1], показывают, что время пребывания островка роста в высокотемпературном состоянии лежит в интервале  $10^{-3}...10^{-1}$  с [6] и при изменении температуры в процессе охлаждения из высокотемпературного состояния ~  $10^3$  K скорость охлаждения составит ~  $10^4...10^6$  K/c. Такой скорости явно недостаточно для фиксации аморфного состояния в *чистых металлах*. Тем не менее, при таких скоростях охлаждения кристаллизация носит сильно неравновесный характер результатом которой может быть образование дендритов [3]. Например, в некоторых сплавах (бинарные системы Fe–B) формирование фрактальных структур (дендритов) было экспериментально отмечено и методом компьютерного моделирования подтверждено при скоростях охлаждения около  $10^6$  K/c [7].

Таким образом, дендриты в полости микрокристаллов электролитического происхождения образуются в результате локального повышения и последующего падения температуры в процессе эволюции островка роста [8]. Электронномикроскопические изображения (рис. 2) являются ещё одним подтверждением модели, представленной ранее в работе [1], согласно которой образование кристаллов правильной формы и пентагональных кристаллов возможно только при прохождении островка роста в процессе его эволюции через высокотемпературное состояние.

Работа выполнена при поддержке аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (регистрационный номер 2.1.1/1271)

#### Список литературы

- Викарчук А.А., Ясников И.С. Особенности массо- и теплообмена в микро- и наночастицах, формирующихся при электрокристаллизации меди // Физика твёрдого тела. – 2006. – т. 48, вып. 3. – С. 536 – 539.
- Ясников И.С., Викарчук А.А. Влияние процессов теплообмена на габитус пентагональных микрокристаллов электролитического происхождения // Письма в ЖТФ. 2006. т. 32, вып. 19. С. 1 4.
- 3. Вайнгард У. Введение в физику кристаллизации металлов Москва: Мир, 1967. 160 с.
- Сивухин Д.В. Общий курс физики Т. III Электричество // Москва: Физматлит, 2002. С. 50 – 56.
- 5. Судзуки К., Фудзимори Х., Хасимото К. Аморфные металлы // Москва: Металлургия, 1987. 328 с.
- Ясников И.С. Механизм формирования полостей в икосаэдрических малых металлических частицах электролитического происхождения // Физика твёрдого тела. 2007. т. 49, вып. 7. – С. 1167 – 1171.
- 7. Тарабаев Л.П., Есин В.О. Компьютерное моделирование морфологии и скорости роста кристалла в условиях сверхбыстрого охлаждения расплава Fe-B // Металлы. 2007. № 6. С. 40 47.
- Ясников И.С. Об одном экспериментальном доказательстве эволюции микрокристаллов электролитического происхождения через высокотемпературное состояние // Письма в ЖТФ – 2009. – т. 35, вып. 23. – С. 55 – 60.

# К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ЭЛЕКТРООСАЖДЕНИИ СЕРЕБРА

### Ясников И.С.

# ГОУ ВПО «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 создания регулярной или квазирегулярной системы пустот в исходной матрице основного материала. Поры и пустоты достаточно большого размера при этом могут приобретать огранённую форму, соответствующую внешней огранке кристалла. Такие поры носят название отрицательных кристаллов. Например, вопросам классификации и экспериментальному изучению отрицательных кристаллов в карбиде кремния была посвящена работа [1].

Отмеченная проблема, связанная с управляемым получением и изучением свойств так называемых отрицательных кристаллов в различных материалах представляет несомненный научный и практический интерес.

Приведённые далее экспериментальные факты были получены в процессе изучения морфологии микрокристаллов серебра, полученных методом электроосаждения.

Для получения электроосаждённых микрокристаллов серебра использовали электролит на основе азотнокислого серебра. Он содержал 35 г/л азотнокислого серебра AgNO<sub>3</sub>, 150 г/л сернокислого аммония (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> и 25-процентный водный раствор аммиака NH<sub>4</sub>OH по количеству соответствующему общей кислотности раствора pH 9,8...10,0. Осаждение серебра проводили в потенциостатическом режиме при значениях перенапряжения на катоде  $\eta = 80...200$  мВ. В качестве подложки использовали полированную нержавеющую сталь 12Х18Н9Т с нанесенной на нее методом ионно-плазменного напыления покрытием из нитрида титана. Для исследования особенностей морфологии полученных кристаллов серебра использовали сканирующую электронную микроскопию (LEO 1455 VP).

В процессе изучения морфологии микрокристаллов серебра на гранях некоторых микрокристалов было выявлено наличие многочисленных огранённых пор (рис. 1 a - B) и при этом поры имели выход на поверхность в виде правильных шестиугольников. Поскольку правильный шестиугольник может быть получен сечением куба плоскостью, проходящей через середину главной диагонали и ей перпендикулярной (рис. 1 r), то это даёт основание предполагать, что грань микрокристалла, на которой наблюдался выход пор имеет кристаллографическую ориентацию (111), а внутренняя поверхность пор, как грани фрагмента куба имеет кристаллографическую ориентацию (100).

Критический размер поры *r*\*, с которого начинается процесс образования отрицательного кристалла, можно оценить по формуле [2]:

$$r^* = \frac{2\Omega\gamma}{\Delta k_h T} \tag{1}$$

где  $\Omega = \delta^3 - \delta^3 - \delta^3$  – объём элементарной кристаллической ячейки ( $\delta$  – межатомное расстояние в кристалле);  $k_b$  – постоянная Больцмана;  $\gamma$  – удельная поверхностная энергия; T – температура,  $\Delta$  - относительное пересыщение кристалла неравновесными вакансиями ( $\Delta \sim \exp(-E_V/k_bT)$ , где  $E_V$  – энергия образования вакансий [3]).





**Рис. 1** Микрокристаллы серебра, полученные методом электроосаждения и содержащие в своей структуре отрицательные кристаллы (а – в) и схема сечения куба, поясняющая шестиугольный профиль выхода отрицательного кристалла на поверхность микрокристалла серебра (г).

Применительно к нашему случаю, если в единичном микрокристалле наблюдается N отрицательных кристаллов со средним размером R, то для их образования по механизму диффузионного дрейфа вакансий необходимо достижение микрокристаллом в процессе его эволюции температуры T, которая определяется условием, непосредственно вытекающим из формулы (1):

$$NR = \frac{2\delta^3 \gamma_{100}}{k_b T \exp(-E_V/k_b T)}$$
(2)

г)

Для микрокристалла серебра поверхностная энергия грани (100) составляет  $\gamma_{100} = 890 \text{ мДж/m}^2$ , постоянная решётки  $\delta = 0,409 \text{ нм}$ , температура плавления серебра  $T_m = 960^{\circ}\text{C} = 1233 \text{ K}$ , энергия образования вакансии  $E_V \sim 1$  эВ = 1,6·10<sup>-19</sup> Дж. Анализ электронно-микроскопических фотографий показывает, что в единичном микрокристалле может наблюдаться до  $N \sim 10^2$  отрицательных кристаллов (см. рис. 1 в) со средним размером  $R \sim 4...6$  мкм.

Выражение (2) задаёт в неявном виде зависимость необходимой температуры микрокристалла, при достижении которой в процессе эволюции возможно образование отрицательных кристаллов со средним размером R (поры меньшего размера должны либо участвовать в процессе коалесценции, либо исчезать – «залечиваться»). Для выбранных экспериментальных данных уравнение (2) было решено численно. Зависимость T(R) представлена на рис. 2.



Рис. 2. Зависимость температуры, которая предположительно достигается в островке роста в процессе электроосаждения от размера визуализируемых отрицательных кристаллов

Из рис. 2 следует, что для получения отрицательных кристаллов наблюдаемого размера островок роста должен проходить через высокотемпературное состояние в указанном на рис. 2 интервале температур. Однако, стоить отметить что предложенная трактовка скорее носит оценочный характер, не является однозначной и требует более подробного анализа и математической интерпретации.

Тем не менее, предложенная интерпретация образования отрицательных кристаллов в электроосаждённом серебре может считаться ещё одним (*третьим*) подтверждением модели, представленной ранее в работе [4], согласно которой островок роста в процессе своей эволюции при электрокристаллизации металлов проходит через высокотемпературное состояние. Первые два экспериментальных доказательства представлены в работах [5, 6].

Работа выполнена при поддержке аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (регистрационный номер 2.1.1/1271)

#### Список литературы

- 1. Карачинов В.А. Отрицательные кристаллы карбида кремния // Журнал Технической Физики. 2002. т. 72, вып. 4. С. 60 65.
- 2. Гаршин А.П., Гропянов В.М., Лагунов Ю.В. Абразивные материалы // Ленинград: Машиностроение, Ленинградское отделение, 1983. 231 с.
- 3. Гамбург Ю.Д. Электрохимическая кристаллизация металлов и сплавов // Москва: Янус-К, 1997. – 384 с.
- Викарчук А.А., Ясников И.С. Особенности массо- и теплообмена в микро- и наночастицах, формирующихся при электрокристаллизации меди // Физика твёрдого тела. – 2006. – т. 48, вып. 3. – С. 536 – 539.
- Ясников И.С., Викарчук А.А. Влияние процессов теплообмена на габитус пентагональных микрокристаллов электролитического происхождения // Письма в ЖТФ. 2006. т. 32, вып. 19. С. 1 4.
- Ясников И.С. Об одном экспериментальном доказательстве эволюции микрокристаллов электролитического происхождения через высокотемпературное состояние // Письма в ЖТФ – 2009. – т. 35, вып. 23. – С. 55 – 60.

# НАНОПОРИСТЫЕ ПОКРЫТИЯ НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ МИКРОЧАСТИЦ

#### Викарчук А. А., Грызунова Н. Н., Дорогов М. В.

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

На сегодняшний день, нефтехимическая промышленность крайне нуждается в высокодисперсных медных катализаторах, используемых для интенсификации различных химических процессов (окисления пропилена в акролеин, этилен гликоля в гликосаль, глубокого окисления углеводородов, синтеза метанола и метилформиата, для полимеризации ацетилена и др.). Причем, этот катализатор в виде наночастиц, микрочастиц с развитой поверхностью, нанопористых покрытий должен быть хорошо закреплен на твердой основе, чтобы не уносился потоком технологической жидкости, обеспечивал регенерацию и многократное использование катализатора. Таких материалов до сих пор не существует, из-за этого нефтехимические предприятия теряют сотни миллионов руб. Данная работа посвящена этой проблеме и в ней описывается способ получения нанопористых покрытий из специфических нано- и микрочастиц меди, имеющих оси симметрии пятого порядка и развитую поверхность.

Ранее [1] авторами было получено широкое многообразие медных пентагональных микрочастиц и нитевидных кристаллов. Современными физическими методами были изучены особенности их структуры, разработаны модели их строения и предложены механизмы формирования [2]. Специфика пентагональных объектов обусловленная наличием осей симметрии пятого порядка, дефектов дисклинационного типа и двойниковой структурой. Поскольку целью данной работы было получение нанопористых покрытий, используемых в качестве катализаторов, то необходимо было решить сразу несколько технологических задач:

- Подобрать индифферентную к среде и достаточно прочную основу, на которую в дальнейшем будут наноситься покрытия;
- 2) Получить хорошую адгезию между основой (подложкой) и покрытием;
- Покрытие должно иметь высокую каталитическую активность, т.е. развитую поверхность.

Используя модифицированный метод электроосаждения металла, разработана методика получения пентагональных микрочастиц на металлическом сетчатом каркасе. Использование прочного сетчатого каркаса, очень важно для дальнейшего применения материала в качестве регенерируемых катализаторов и фильтровальных элементов. Последующая термообработка обеспечивает высокую адгезию электролитического покрытия и подложки. Наличие дисклинации в пентагональных микрочастицах, позволяет используя специальные методы и приемы (элетроосаждение металла, химическое травление и термообработку) получать нанопористые покрытия и покрытия с развитой поверхностью. Так, уже в процессе электрокристаллизации вблизи поверхности растущей частицы рождаются неравновесные вакансии. Их концентрация была ранее оценена [3] и оказалась порядка 10<sup>-4</sup>. Под действием поля упругих напряжений от дисклинации образующиеся вакансии будут дрейфовать от поверхности частицы к её центру. Дрейф вакансии от периферии к центру частицы и наличие дальнодействующих полей напряжений, несомненно, будут способствовать образованию нанопор, микротрещин и полостей в его объеме уже в процессе электрокристаллизации металла. Известно [4], что скорость диффузионного дрейфа вакансий от периферии частицы к ее центру под действием поля упругих напряжений зависит от мощности дисклинации  $\omega$ , коэффициента диффузии D и температуры T, как  $V \sim \sqrt{D\omega/T}$ . Поскольку с ростом температуры отношение D/T также возрастает, то повышение температуры активизирует диффузионный дрейф вакансий и способствует образованию пор.

Последнее утверждение является теоретической базой технологии создания на основе икосаэдрических малых частиц нанопористых покрытий (рис. 1 *a*).



Рис. 1. Медные покрытия, нанесенные на металлический сетчатый каркас

Таким образом, для решения проблемы создания высокоэффективных катализаторов и адсорбционных материалов, прочно закрепленных на подложках, предлагается вместо применяемых в настоящее время микропорошков меди предлагается использовать нанопористые покрытия, полученные методом электроосаждения и последующей термооработки металла.

Кроме того, предложенный способ позволяет создавать не только высокоэффективные катализаторы, но и адсорбирующие слои, состоящие из специфических микрочастиц, выращиваемых по оригинальной методике, обладающих пентагональной симметрией и развитой поверхностью (рис. 1 б). Эксперименты показали, что адсорбционные слои, состоящие из этих объектов, обладают высокой каталитической активностью и, вероятно, в дальнейшем найдут широкое применение в медицине, биологии, экологии, машиностроении и химических отраслях.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (г/к № П2382 и № П2620) и АВЦП «Развитие научно-го потенциала высшей школы» (рег. № 1463).

# Список литературы

- 1. Викарчук А.А., Воленко А.П. Пентагональные кристаллы меди, многообразие форм их роста и особенности внутреннего строения // Физика твёрдого тела. 2005. Том 47, вып. 2. С. 339 344.
- Викарчук А.А., Ясников И.С. Структурообразование в наночастицах и микрокристаллах с пентагональной симметрией, формирующихся при электрокристаллизации металлов // Издательство Тольяттинского государственного университета.- Тольятти, 2006. – 250 с.
- Викарчук А.А., Воленко А.П., Ясников И.С. Дефекты и структуры, формирующиеся при электрокристаллизации ГЦК-металлов // Издательство Политехника. – Санкт-Петербург, 2004. – 216 с.
- 4. Ясников И.С., Викарчук А.А. Образование полостей в икосаэдрических малых частицах, формирующихся в процессе электрокристаллизации металла // ПЖТФ, 2007, т. 33, в. 19.

# ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НАНОИНДЕНТИРОВАНИЯ В РАЗРАБОТКЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО КАМЕННОГО ЛИТЬЯ

#### Игнатова А. М., Скачков А. П.

Пермский государственный технический университет, г. Пермь, Россия Пермский государственный университет, г. Пермь, Россия

# ignatovaanna2007@rambler.ru skachkov@psu.ru

В настоящее время, ученые, стремящиеся создать материалы с высокой твердость, для осуществления этой задачи обращаются к наноструктурированию. Как правило, повышение твердости обеспечивается нахождением в поверхностных слоях материала достаточного количества частиц с высокими механическими свойствами, или нанесением свехтонких покрытий на поверхность. Наноструктурированию могут быть подвергнуты различные материалы, большинство исследований в этой области посвящено металлам и полимерам, однако, в последнее время интерес исследователей обращается к силикатным материалам, таким как керамика или материалы относящиеся к группам стеклообразных, стеклокристаллических и слюдокристаллических. Примером, материала относящегося к группе стеклокристаллических является каменное литье [1].

Каменное литье - продукт высокотемпературной переплавки сырья минерального (основные и ультраосновные горные породы) и техногенного (металлургические шлаки, топливные золы и т.д.) происхождения, является материалом на основе силикатов, представляет собой сложную оксидную многокомпонентную систему. В настоящее время применяется в промышленности в качестве абразиво- и коррозионностойкого материала, так как обладает высокой твердостью и химической стойкостью. Классические методики (по Бринеллю, по Роквеллу), позволяющие изучать твердость на макроуровне путем усреднения характеристик по всей поверхности контакта, не являются достоверными применительно к каменному литью, а присвоение балла твердости в соответствие шкалы Мооса, не дает представления о природе этого свойства, поскольку в зависимости от технологических параметров получения структура каменного литья различна [2].

Изучение зависимости показателей твердости каменного литья от структурных параметров, а следовательно от технологических параметров получения позволит осуществлять разработку основ структурообразования материалов. Для этого необходимо исследовать и фиксировать процессы и значения свойств в зонах наноконтакта. Оборудование для проведения таких исследований и измерений должно локализовано воздействовать в нанообъемах и учитывать большую разницу в механических и других свойствах материала при переходе от макро- к наномасштабам объекта.

Сегодня наиболее распространенным методом измерения механических свойств материала в наномасштабе является метод наноиндентирования. Принципиальная схема проведения исследований свойств поверхности материала методом наноиндетиирования представлена на рис. 1. Настоящая работа преследует цель оценить возможность использования метода наноиндентирования применительно к силикатным материалом с высокогетерогенной структурой на примере каменного литья. В данной работе рассматриваются результаты исследований полученные с помощью прибора NanoTest-600 (производитель Micro Materials Ltd., Великобритания). Устройство данного прибора представлено на рис. 2. В состав установки входят:

- модуль индентирования с системой поддержания стационарной температуры;
- блок управления;
- монитор, на который выводит изображение с микроскопа;
- компьютер с программным обеспечением. [3]



Рис. 1. Принципиальная схема наноиндентирования поверхности



Рис. 2. Схема установки NanoTest-600

Химический состав образцов, рассматриваемых в работе, представлен в табл. 1.

Таблица 1. Химический состав горнблендитового каменного литья

Соединение	$SiO_2$	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	CaO	FeO	MgO	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	TiO <sub>2</sub>	K <sub>2</sub> O+ Na <sub>2</sub> O	$Cr_2O_3$	Прочее
Масс. доля, %	47,3	12,5	9,5	10,9	8,3	3,4	2,3	2,1	0,5	0-20

Результаты исследований нанотвердости представляются прибором NanoTest-600 в виде диаграмм, типичный вид диаграммы представлен на рис. 3,а, а общий вид данной диаграммы именно для каменного литья представлен на рис. 3, б.

Предыдущие исследования каменного литья петрографическими методами и с помощью рентгеноспектрального микрозондового анализа позволили установить, то его основными структурными составляющими являются хромшпинелиды, клинопироксены и аморфная фаза. По этому для исследования нами был выбран участок, где встречались все эти три составляющие. Эксперимент производился по 100 точкам, нагрузка приложенная к каждой из этих точек составляла F=100 мH, в качестве результатов было получено распределение значений твердости и приведенного локального модуля упругости по площади данного участка, которые были визуализированы. Результаты визуализации испытаний представлены на рис. 4.

Анализ данных полученных в ходе серии экспериментов позволил установить, что в структуре каменного литья встречаются частицы размером 10-20 мкм, которые обладают крайне высокой твердостью порядка > 10 ГПа, представленные хромшпинелидами. Для сравнения, конструкционная сталь обладает твердостью в 1,5-2 ГПа. Так же установлено, что в структуре встречаются составляющие с крайне низкой твердостью, они имеют внешний вид включений и как правило окружены средой со средним значением твердости в 3 ГПа, включения представлены пироксенитами, а среда - аморфной составляющей.



**Рис. 3.** Типичные вид диаграммы сила-перемещение при наноиндентировании: *a* – общий вид; *h*<sub>max(total)</sub> – максимальная глубина погружения индентора,

h<sub>ост(fin)</sub> – глубина отпечатка, оставшегося после снятия; б –для каменного литья



Рис. 4. Топография распределения свойств по площади участка эксперимента: а – твердость (Н, ГПа), б – приведенный модуль упругости (Е, ГПа)

Полученные данные свидетельствуют, что метод наноиндетирования является наиболее точным способом определения физико-механических свойств материалов с высокогетерогенной структурой. Метод наноиндентирования может быть использован для изучения структуры как синтетических, так и природных минералов, а так же керамики, ситаллов. В частности, подобные исследования позволят получать каменное литье и материалы на его основе с программируемыми свойствами, то есть наноструктурированное каменное литье.

#### Список литературы

1. Булычев С.И., Алехин В.П. Испытание материалов непрерывным вдавливанием индентора. - М., 1990. – 236 с.

- 2. Игнатова А.М., Чернов В.П., Ханов А.М. Кристаллизационно-ликвационная модельсхема формирования стеклокристаллических материалов каменного литья. – Материалы V Всероссийской НТК «АНТЭ-09». – Казань. – 2009. – с. 127-132.
- 3. Скачков А.П., Пестренин В.М. Применение МДТТ в современном материаловедение (наноматериалы и нанотехнологии). Пермь: ПГУ, 2007. 60 с.

# ПРОЧНОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ СПЛАВА Ті–6АІ–7Nb ELI, ПОЛУЧЕННОГО ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ

#### Полякова В. В., Семенова И. П.

Уфимский государственный авиационный технический университет, г. Уфа, Россия <u>Vnurik@mail.ru</u>

Титановый сплав Ti-6Al-7Nb ELI известен как конструкционный материал в медицине, в частности, для изготовления высоконагруженных имплантатов ввиду хорошей биосовместимости и механической прочности. Вместе с тем, проблема со-противления материала имплантата высоким усталостным нагрузкам остается актуальной задачей.

Известно, что достижение высоких механических свойств возможно за счет формирования ультрамелкозернистой (УМЗ) структуры в металлах и сплавах методами интенсивной пластической деформации (ИПД). В наших недавних работах было показана принципиальная возможность формирования УМЗ структуры со средним размером зерна около 200 нм и высокой прочности (до 1400 МПа) в сплаве Ti-6Al-7Nb ELI, используя комбинацию равноканального углового прессования (РКУП) и теплой экструзии. Однако УМЗ заготовки демонстрировали пониженный запас пластичности из-за повышения восприимчивости к локализации деформации, что было обусловлено развитой субструктурой и высокими внутренними напряжениями.

Известно, что наиболее универсальным подходом для повышения пластичности в УМЗ материалах является формирование неравновесных границ зерен с большеугловой разориентировкой, обеспечивающих процессы межзеренного проскальзывания в условиях пластической деформации. В данной работе мы показываем, что получение такой более «совершенной» УМЗ структуры в титановом сплаве возможно за счет использования деформационно-термической обработки (ДТО) в условиях, близких к сверхпластичности. В ранних экспериментах для достижения высокой прочности и хорошей пластичности в УМЗ сплаве Ti-6AL-7Nb ELI была использована деформация теплой осадкой в изотермических условиях.

По результатам механических испытаний и структурных исследований установлены температурно-скоростные условия дополнительной ДТО УМЗ сплава Ti-6AL-7Nb ELI, предварительно полученных обработкой ИПД, ведущие к дополнительному повышению прочности и пластичности УМЗ сплава, в частности, равномерного удлинения почти в 2 раза. При этом показаны ключевые особенности формирующейся после осадки УМЗ структуры, характеризующиеся увеличением доли большеугловых границ и наличием зерен равноосной формы.

# ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ИСХОДНОГО СОСТОЯНИЯ НА СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ОТЖИГЕ СПЛАВА Zr=2,5%Nb

#### Хасанова Г. Ф., Сафаров И. М., Хисамов Р. Х., Попов В. А., Мулюков Р. Р.

Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г.Уфа, Россия, guzelecka-86@mail.ru

Среди способов получения наноструктурных материалов наиболее перспективным является метод деформационного наноструктурирования посредством интенсивной пластической деформация (ИПД) [1]. Но большинство работ, направленных на исследование процессов формирования субмикрокристаллической и нанокристаллической структуры при ИПД, посвящено деформации металлов или сплавов с простым фазовым составом. При этом влияние процессов формирования нанокристаллической структуры на фазовые превращения, свойства и эволюцию структуры в сплавах со сложным фазовым составом до сих пор остается недостаточно изученным. В частности, подобные проблемы практически не рассматривались в сплавах переходных металлов, таких как Zr и Nb, сплавы которых широко применяются для изготовления деталей тепловыделяющих сборок ядерных реакторов [2, 3].

В соответствии с этим было проведено исследование формирования нанокристаллической структуры в сплаве Zr–2,5%Nb методом деформационного наноструктурирования кручением под высоким давлением.

Образцы сплава Zr–2,5%Nb были получены ИПД методом кручения под квазигидростатическим давлением P = 5 ГПа до истинной логарифмической степени e = 7.

До ИПД было взято два структурно-фазовых состояния сплава Zr–2,5%Nb, полученных различной предварительной обработкой. Первое состояние – крупнозернистое, состояло из относительно крупных зерен размером 300–400 мкм (рис. 1*a*). Внутри зерен располагаются колонии пластин  $\alpha$  – фазы толщиной 0,5 мкм и длиной 2–5 мкм. Второе состояние – мелкозернистое, состоящее из зерен  $\alpha$  - фазы размером около 1 мкм (рис. 1*б*). В теле пластин и зерен  $\alpha$ –фазы в обоих состояниях присутствуют мелкодисперсные выделения  $\beta$ – фазы, размер которых составляет 5–10 нм.



Рис. 1. Структура сплава Zr-2,5%Nb в состояниях до деформации: *a*) исходное крупнозернистое состояние; *б*) исходное мелкозернистое состояние;

После ИПД структура сплава Zr – 2,5%Nb в обоих состояниях морфологически подобна и состоит из микрообластей – фрагментов, с разным дифракционным контрастом и отделенных извилистыми широкими границами (рис.2). Дифракционная картина кольцевого типа и отдельные фрагменты на темнопольном изображении указывают на большеугловые разориентировки между соседними микрокристаллитами. Анализ электронограмм показал, что они соответствуют гексагональной кристаллической решетке  $\omega_{Zr}$ -фазы. Возможность трансформации а<sub>Zr</sub> в ω<sub>Zr</sub> при воздействии высоких давлений уже отмечалась ранее в работах [4,5]. Средний размер фрагментов после ИПД в круп-

нозернистом состоянии (рис. 2a) составил около 55 нм, а в мелкозернистом состоянии 90 нм (рис.  $2\delta$ ).



**Рис. 2.** Структура сплава Zr–2,5%Nb после деформации e = 7: *a*) исходное крупнозернистое состояние; *б*) исходное мелкозернистое состояние.



Рис.3. Дифрактограмма крупнозернистого состояния сплава Zr-2,5%Nb.

Формирование более мелкодисперсной наноструктуры после ИПД в крупнозернистом состоянии обусловлено, по-видимому, тем, что на процесс фрагментации влияет высокая дисперсность пластин α и β – фаз.

Рентгеноструктурный анализ подтвердил, что в процессе ИПД в сплаве идет трансформации  $\alpha_{Zr}$  в  $\omega_{Zr}$  (рис. 3) В деформированном сплаве содержание  $\omega_{Zr}$  фазы составило 89%, а  $\alpha_{Zr} - 11\%$ . Другие фазы при этом не наблюдались.

После двухчасового отжига при 300 °С в деформированном сплаве Zr - 2,5%Nb появляются участки с рекристаллизованной структурой, coстоящие из равноосных зерен с ровными тонкими границами. Размер новых зерен составляет в среднем 250 нм, в то время как в нерекристаллизованных областях сохраняется фрагментированная структура и размер фрагментов остается практически без изменений. Основной, как показывает анализ электронограмм, по прежнему является фаза  $\omega_{Zr}$ .

При увеличении температуры отжига до 350 °С изменяется характер процесса рекристаллизации. Отдельные области с крупными зернами в сплаве не образуются. Основную часть структуры составляют фраг-

менты с нечеткими границами, но при этом появляются отдельные рекристаллизованные зерна по всему объему сплава. Средний размер кристаллитов возрастает до 130 нм. Появление рефлексов  $\alpha_{Zr}$ -фазы на электронограммах свидетельствует о том, что одновременно с процессом рекристаллизации идет трансформация фазового состава сплава.

Отжиг деформированного сплава при температурах выше 400 °C приводит к более интенсивному развитию процесса рекристаллизации, которая после отжига при 500 °C охватывает весь объем сплава. Практически по всему объему формируются новые равноосные зерна, свободные от дислокаций, с четкими границами. В теле зерен после отжига наблюдаются частицы  $\beta_{\rm NB}$ -фазы сферической формы размером 10–20 нм.

Изменение микротвердости деформированного сплава при отжиге в основном коррелирует с эволюцией структуры (рис. 4). При 350 °С отмечается резкое повышение микротвердости до 5500 МПа, что на 15% выше микротвердости сплава в деформированном состоянии. Это обусловлено выделением весьма мелкодисперсных частиц  $\beta_{NB}$ -фазы в процессе  $\omega_{Zr} - \alpha_{Zr}$  превращения и распада пересыщенного твердого раствора.



**Рис. 4.** Зависимость микротвердости и среднего размера микрокристаллитов деформированного сплава Zr – 2,5%Nb от температуры отжига.

Таким образом, в процессе ИПД исходная крупнозернистая пластинчатая и мелкозернистая структура в сплаве Zr - 2,5% Nb трансформируется в фрагментированную. При этом в результате одновременного воздействия высоких давлений и сдвиговых напряжений инициируется фазовое превращение  $\alpha_{Zr} - \omega_{Zr}$ . Полученное состояние сплава состоит из кристаллитов  $\omega_{Zr}$ -фазы со средним размером менее 100 нм, и, несомненно, может считаться наноструктурной. Наличие дисперсной пластинчатой фазы в крупнозернистом состоянии позволяет получить при ИПД нанокристаллическую структуру с наименьшим средним размером зерна 55 нм.

При нагреве до температур выше 300 °С в сплаве происходит рекристаллизация фрагментированной структуры и формируется более равновесная зеренная структура. При 350 °С и выше процесс рекристаллизации кооперируется с фазовой трансформацией  $\omega_{Zr} - \alpha_{Zr}$  и выделением мелкодисперсных частиц  $\beta_{NB}$ -фазы. При этом происходит торможение мигрирующих границ дисперсными выделениями, в результате чего снижается скорость роста зерен. Все это приводит к формированию при 350 – 400 °С более мелкозернистой структуры, чем при 300°С. Отметим, что при температурах 350 – 400 °С средний размер зерен сплава составляет не более 200 нм, то есть состояние сплава остается нанокристаллическим. Известно, что именно в данном диапазоне температур работает большинство изделий из цирконий–ниобиевых сплавов [2], что позволяет сделать вывод о перспективности сплава Zr – 2,5% Nb с нанокристаллической структурой для применения в атомной энергетике.

#### Список литературы

- 1. Носкова Н. И., Мулюков Р.Р Субмикрокристаллические и нанокристаллические металлы и сплавы. Екатеринбург: УрО РАН, 2003. 279 с.
- Займовский А. С.: Циркониевые сплавы в ядерной энергетике. / А. С. Займовский, А. В. Никулина, Н. Г. Решетников. //– 2- изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1994. – 256 с.
- 3. Дуглас Д. Металловедение циркония. М.: Атомиздат, 1975, 360 с.
- 4. J.C. Jamieson. Science, 140 (1963) 72.
- V.A. Zilbershteyn, N.P. Chistotina, A.A. Zharov, N.S. Grishina, E.I. Estrin. Phys Metal Metallog, 39 (1975) 208-211.

# ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ИСХОДНОГО ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ НА СТРУКТУРУ СПЛАВА Сu-3,5%Ag-0,2%Zr

# Сафаров И. М., Сергеев В. И.

# Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г.Уфа, Россия, pro100ilich@yandex.ru

Получение нанокристаллических (НК) материалов является весьма перспективным направлением с точки зрения создания новых сплавов с уникальными физико-механическими свойствами. Несмотря на достаточно большое количество публикаций, посвященных проблемам формирования и изучения свойств НК материалов, в этой области остается еще много невыясненных вопросов. Например, вопросы получения НК структур в таких весьма важных в практическом отношении материалах как эвтектические сплавы исследованы явно недостаточно. Очень мало работ как по механизмам формирования НК структуры в сплавах такого сложного фазового состава, так и по проблемам взаимного влияния фазового состава и интенсивной пластической деформации. Можно предположить, что хрупкие сплавы эвтектического типа, широко используемые в качестве теплостойких и высокопрочных материалов, в НК состоянии могут обладать большей пластичностью и прочностью, что позволит расширить диапазоны их рабочих температур и нагрузок.

В связи с этим проведено исследование:

- тонкой структуры сплава Cu-3,5Ag-0,2Zr, подвергнутого интенсивной пластической деформации с разной степенью деформации;

- влияния интенсивной пластической деформации на морфологию фазового состава сплава;

- влияния исходного фазового состояния на процессы формирования структуры при интенсивной пластической деформации;

- влияния процессов формирования СМК структуры на твёрдость;

- термостабильности СМК структуры.

Исследовали различные состояния сплава, отличающиеся морфологией эвтектической фазы. В качестве исходного состояния служило литое. Другие фазовые состояния получали с помощью предварительной термообработки литого сплава по следующим режимам:

TO1: отжиг при температуре 750°С, выдержка 10 часов, охлаждение в воду.

TO2: отжиг при температуре 750°С, выдержка 5 часов, охлаждение в воду, отжиг при температуре 950°С, выдержка 5 часов, охлаждение в воду.

ТОЗ: отжиг при температуре 950°С, выдержка 10 часов, охлаждение в воду.

Деформирование образцов сплава проводилось кручением под давлением P = 7 ГПа на наковальнях Бриджмена при различных углах поворота наковальни, что позволило получить разную степень истинной деформации сдвигом  $\gamma$ .

На рисунке 1 представлена микроструктура сплава в литом состоянии (состояние 1) до деформации. Эвтектика образует прослойки по границам зерен. Одновременно наблюдаются эвтектические колонии сферически-овальной формы в теле зерен, размерами в среднем 20–30 мкм. В матрице –  $\alpha$ -твердом растворе Ag в Cu, присутствуют частицы  $\beta$ -фазы овальной формы размером 20 нм (рис.1 $\delta$ ). Объемная доля частиц  $\beta$  фазы составляет около 25%. Плотность дислокаций в матрице весьма низкая и соответствует отожженному состоянию. Вид электронограмм и отсутствие по границам частиц эпитаксиальных дислокаций указывает на когерентную связь между выделениями и матрицей.



**Рис. 1.** Структура сплава Си–3,5Аg–0,2Zг в состоянии 1 до деформации: *a*) световая микроскопия; *б*) просвечивающая электронная микроскопия (темнопольное изображение).



**Рис. 2.** Структура сплава Cu-3,5Ag-0,2Zr в состоянии 1 после деформации γ=190%: а) просвечивающая электронная микроскопия (светлопольное изображение); б) просвечивающая электронная микроскопия (темнопольное изображение).

Наиболее сильное изменение морфологии эвтектической фазы удалось получить после термической обработки по режиму 3. Эвтектические зернограничные прослойки сильно утончаются. В них происходит повышение содержания Zr. В теле зерен эвтектические колонии уже не наблюдаются.

В процессе деформации литого состояния сплава эвтектическая прослойка начинает разрушаться и уже после деформации с  $\gamma = 38\%$  в виде зернограничной сетки не наблюдается. Но в теле зерен попрежнему остаются крупные частицы в виде овальных и сферических эвтектических колоний размером 20–30 мкм.

Эволюция тонкой структуры проходит стадии от формирования клубков дислокаций до полосчатых дислокационных скоплений, переходящих в слабо разориентированные сетчатые построения и трансформации их в разориентированные ячейки размерами 200-300 нм. Границы ячеек достаточно узкие, не замыкающиеся по контору. При степени деформации у = 113% (3 оборота) по всему объему формируется ячеистая структура с размером ячеек 200-300 нм и разориентировкой 3-5 градусов.

Деформация с  $\gamma = 190\%$ 

приводит к окончательному разрушению эвтектической сетки. В структуре наблюдаются только частицы округлой формы размерами менее 10 мкм, равномерно распределенные по объему образца. Практически по всему объему деформированного образца сплава в матрице формируется фрагментированная структура с размером фрагментов менее 100 мкм с тонкими четкими границами и высокоугловыми разориентировками (Рис.2). Несмотря на низкую плотность дислокаций в теле фрагментов, в них наблюдаются сильные контура экстинции. Электронограммы на всех участках приобретают кольцевой вид. Количество наблюдаемых мелких частиц β-фазы сильно уменьшается по сравнению с предшествующими стадиями деформации.


**Рис. 3.** Зависимость твердости сплава от температуры отжига термообработанного по режиму 3 (ТО) и деформированного ИПД.

ции.

дование влияния отжига деформированных образцов на твердость сплава (рис.3). Видно, что твердость сплава при температурах отжига до 300 °С растет с 310 HV до 320 HV. Повышение твердости обусловлено выделением дисперсных частиц β-фазы из пересыщенного твердого раствора серебра в меди, образовавшегося при деформации. При дальнейшем повышении температуры твердость сплава резко снижается до 120 HV при отжиге 550 °C, после чего монотонно уменьшается до 100 HV при температуре 650 °C. Такое поведение твердости при отжиге характерно для деформированного состояния сплава и связано с процессами возврата и рекристаллиза-

Было также проведено иссле-

Для сравнения на этом же рисунке приводится кривая изменения зависимости твердости от температуры отжига для недеформированного состояния после TO3. На графике наблюдается монотонное снижение твердости от 113 HV до 108 HV ghb отжиге 400 °C. При отжиге 500 °C наблюдается возрастание значения твердости до 133 HV, вызванное процессом старения пересыщенного твердого раствора серебра в меди и выделением дисперсных частиц  $\beta$ -фазы. Как показали электронно-микроскопические исследования, объемная доля частиц  $\beta$ -фазы возрастает с 13% до 22%.

Таким образом, было показано, что:

1. После интенсивной пластической деформации кручением сплава Си– 3,5% Ag–0,2% Zr происходит формирование НК структуры с размером кристаллитов менее 100 нм и повышенной твердостью 310 HV.

2. Формирование НК структуры в сплаве Cu-3,5% Ag-0,2% Zr приводит к следующим изменениям в фазовой структуре: зернограничные эвтектические прослойки в процессе деформации разрушаются; объемная доля второй фазы снижается; повышается концентрация легирующих элементов в матрице.

3. Отжиг деформированных образцов литого сплава при температуре 300 °C приводит к формированию совершенной НК структуры матричного типа с размерами зерен 200 нм.

4. Изменение морфологии эвтектической фазы приводит к формированию более термостабильной структуры, которая рекристаллизуется при температурах выше на 50–100 °C по сравнению с деформированным литым состоянием.

5. Твердость деформированного сплава в состоянии после ТОЗ при отжиге до 300 °С повышается до 320HV, что объясняется прохождением процессов распада пересыщенного твердого раствора.

## ВЛИЯНИЕ ТИПА СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ НА ПРОЧНОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ НИЗКОУГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЕЙ

#### Сафаров И. М., Корзников А. В.

#### Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г.Уфа, Россия, ilfat@anrb.ru

Низкоуглеродистые малолегированные стали широко используется при строительстве магистральных нефте- и газопроводов, работающих в сложных климатических условиях и при высоком давлении [1]. Для этих сталей весьма актуальным является повышение механических свойств и коррозионной стойкости. Однако получение высокопрочного состояния в низкоуглеродистых малолегированных стали до сих пор остается острой проблемой для современного машиностроения, поскольку методы традиционной термической обработки для них не позволяют достигнуть высокого уровня механических свойств. Одним из перспективных направлений решения данной проблемы является получение сталей с субмикрозернистой и нанокристаллической структурой [2].

В работе рассмотрено влияние интенсивной теплой деформации на процессы формирования нанокристаллической и субмикрокристаллической структуры в малолегированных низкоуглеродистых сталях.

Известно [2], что для формирования нанокристаллической или субмикрокристаллической структуры необходимо подвергать сплав деформационному наноструктурированию, достигая предельных пластических деформаций. В данной работе для получения больших пластических деформаций в низкоуглеродистых сталях использовали методы интенсивной теплой прокатки и всесторонней изотермической ковки.

Полученные структуры низкоуглеродистой малолегированной стали 12ГБА после теплой прокатки и всесторонней изотермической ковки представлены на рисунке 1.

В прокатанном состоянии структура стали образована вытянутыми в направлении прокатки фрагментами волокнистой формы. Средний поперечный размер фрагментов составил 0,5 мкм (рис.1а, б), в продольном направлении длина фрагментов составляла 15-20 мкм (рис.1в). Структура по объему образца была однородная, разнозернистости в ней не наблюдалось. Электронограммы, снятые с площади кадра, состоят из рефлексов, располагающихся по окружности, то есть представляют собой типичную для поликристаллических материалов систему рефлексов, расположенных на концентрических окружностях. Таким образом, полученная структура была классифицирована как субмикрокристаллическая волокнистого типа.

Структура образцов стали 12ГБА после всесторонней ковки также состоит из фрагментов, средний размер которых составил 0,3 мкм (Рис. 1г). Вблизи границ фрагментов наблюдалась высокая плотность дислокаций. Электронограммы кольцевого типа. Данная структура также была отнесена к субмикрокристаллическим, но равноосного зеренного типа. Следует отметить, что в ней все же присутствовала незначительная металлографическая анизотропия структуры.

В обоих состояниях в структуре присутствовали в незначительном количестве колонии карбидов сферической формы, расположенные равномерно по объему стали. Размер колоний близок к размеру фрагментов. Диаметр карбидов в колониях составлял 20-50 нм. По-видимому, это исходные перлитные колонии, которые при деформации претерпели дробление и сфероидизировались.



**Рис.1.** Структура стали 12ГБА после теплой деформации: *а*,*б*) прокатка, светлопольное и темнопольное изображения поперечного сечения; *в*) прокатка, продольное сечение; *г*) всесторонняя изотермическая ковка.

Были проведены механические испытания полученных субмикрокристалллических состояний стали, подвергнутых также последующим часовым отжигам. Результаты испытаний сведены в таблицу 1.

Видно, что формирование субмикрокристаллической структуры приводит к резкому повышению прочностных характеристик стали 12ГБА более чем в 2 раза по сравнению с исходным крупнозернистым состоянием. Состояние после ковки имеет средний размер зерна меньше чем после прокатки, вследствие чего прочность этого состояния выше на 100 МПа. Но прокатанное состояние при этом отличается более высокими значениями равномерного удлинения  $\delta_{\text{равн}} = 3\%$  и удлинения до разрыва  $\delta = 18\%$ .

Режим обработки	σ <sub>0,2</sub> , МПа	σ <sub>в</sub> , МПа	δ, %	δ <sub>равн</sub> , %
Исходное состояние	330	510	20	11
Прокатка	797	900	18	3
Ковка	955	998	11	2
Состояния после отжига				
Прокатка, отжиг 500 °С	837	833	20	7
Прокатка, отжиг 550 °С	702	699	23	7
Прокатка, отжиг 600 °С	410	674	26	13
Прокатка, отжиг 650 °С	481	543	36	18
Прокатка, отжиг 700 °С	470	524	38	19
Ковка, отжиг 450 °С	656	812	16,9	7
Ковка, отжиг 500 °С	632	821	17,1	9
Ковка, отжиг 550 °С	590	710	19,5	10
Ковка, отжиг 575 °С	577	739	18	8
Ковка, отжиг 600 °С	553	719	18	7
Ковка, отжиг 700 °С	322	576	27	13

Таблица 1. Механические характеристики стали 12ГБА

Формирование рекристаллизованной структуры при отжиге приводит к некоторому снижению прочностных параметров, но при этом увеличивается пластичность стали, что позволяет достигнуть наиболее оптимального сочетания прочности и пластичности. Так, после отжига кованного состояния при 550 °C  $\sigma_{0,2}$  снижается с 955 МПа до 590 МПа,  $\sigma_{\rm B}$  – с 998 МПа до710 МПа, что в два раза выше, чем у исходного

крупнозернистого состояния. Уровень пластичности при этом сравнивается с исходным состоянием, то есть  $\delta = 19,5\%$ ,  $\delta_{\text{равн}} = 10\%$ . Для прокатанного состояния оптимальное сочетание прочности и пластичности достигается после отжига при 600 °C.

Таким образом, методом интенсивной теплой прокатки низкоуглеродистой малолегированной стали 12ГБА была получена субмикрокристаллическая структура волокнистого типа, а методом всесторонней изотермической ковки субмикрокристаллическая структура равноосного зеренного типа.

Проведена детальная аттестация структуры малолегированной низкоуглеродистой стали 12ГБА, полученной различными методами теплой деформации. Показано, что смена схемы деформации от теплой прокатки до изотермической ковки позволяет формировать в малолегированных низкоуглеродистых сталях структуры различного типа: от волокнистой до равноосной. В полученных субмикрокристаллических состояниях в стали с равноосной структурой средний размер зерен составлял 0,3 мкм, а в стали с волокнистой структурой средний поперечный диаметр волокон составил около 0,5 мкм.

Установлены закономерности изменения механических свойств сталей в зависимости от структурного состояния сталей. Исследовано влияние типа структуры на анизотропию механических свойств.

Установлено, что в нанокристаллическом и субмикрозернистом состоянии низкоуглеродистые малолегированные стали проявляют особо высокие прочностные свойства, достигающие 900-1000 МПа, что превышает свойства крупнозернистого состояния этих сталей в 2-3 раза, и, в тоже время, обладают достаточно высоким уровнем пластичности. Проведены отжиги деформированных состояний, установлены температурные диапазоны стабильности полученных структур и исследованы механические свойства сталей после отжигов. Показано, что при рекристаллизации сталей с волокнистой структурой формируются равноосные зерна. При этом происходит снижение предела текучести сталей на 10-15%, но пластичность при этом увеличивается в два раза. В результате удается получить структурное состояние, которое отличается оптимальным сочетанием высоких параметров прочности и пластичности.

#### Список литературы

- 1. Матросов Ю.И., Литвиненко Д.А., Голованенко С.А. Сталь для магистральных трубопроводов. – М.: Металлургия, 1989, 288 с.
- Носкова Н. И., Мулюков Р.Р Субмикрокристаллические и нанокристаллические металлы и сплавы. Екатеринбург: УрО РАН, 2003. 279 с.

## ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО НИКЕЛЯ НА ПРОЧНОСТЬ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРИ ОТЖИГЕ В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР ФЕРРОМАГНИТОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ

#### Хисамов Р. Х., Сафаров И. М., Мусабиров И. И., Мулюков Р. Р.

#### Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г.Уфа, Россия

Нанокристаллические (НК) материалы обладают комплексом уникальных физико-механических свойств, что в первую очередь связано с большой протяженностью межзеренных границ [1]. При этом проявление необычных эффектов в металлах с нанокристаллической структурой часто обусловлено неравновесным состоянием границ зерен. Однако, несмотря на значительное количество публикаций, посвященных нанокристаллическим материалам, влияние неравновесного состояния границ зерен на свойства нанокристаллических материалов до сих пор остается до конца неизученным. Исследование одного из таких эффектов, то есть аномального повышения микротвердости нанокристаллического никеля при отжиге, и явилось целью данной работы. Несмотря на то, что на никеле раннее уже проводились исследования структуры и микротвердости после интенсивной пластической деформации [2, 3], в этих работах не отмечалось эффекта повышения твердости при температурах ферромагнитного превращения.

Образцы никеля (99,98 вес.% Ni) подвергали деформационному наноструктурированию кручением под высоким давлением на наковальнях Бриджмена.

На рис. 1*а* показана структура никеля после истинной логорифмической степени деформации e = 7. Видно, что структура состоит из фрагментов, представляющих собой отличающиеся по контрасту микрообласти с извилистыми нечеткими границами. Из-за сложного дифракционного контраста контуры границ между большинством фрагментов размыты и плохо различимы. Наблюдаемые в теле фрагментов неоднородный контраст и контура экстинкции свидетельствуют о высокой плотности дефектов, вносящих значительные внутренние напряжения и сильные упругие искажения кристаллической решетки. Средний размер фрагментов, определенный по темнопольным изображениям, составляет 0,1 мкм.

В деформированном состоянии структура Ni была определена как нанокристаллическая, в которой присутствуют значительные внутренние напряжения в теле зерен и в их границах вследствие высокой плотности дислокаций. Такое структурное состояние принято характеризовать как неравновесное.

С целью определения термической стабильности полученного неравновесного НК состояния была исследована эволюция структуры и твердости никеля в процессе отжига в диапазоне температур от 150 °C до 500 °C.

После отжига при 250 °C в деформированном никеле появляются участки с рекристаллизованной структурой, в которых наблюдаются зерна с равноосной формой и четкими тонкими границами. Интенсивный процесс рекристаллизации начинается при отжиге 300 °C. Доля рекристаллизованных областей увеличивается и составляет около 70% (рис.1 $\delta$ ). Средний размер зерен в рекристаллизованных областях составляет 1,8 мкм. В теле рекристаллизованных зерен наблюдаются отдельные дислокации, но в целом плотность решеточных дислокаций невысокая, соответствующая плотности дислокаций в хорошо отожженном состоянии (Рис.1 $\delta$ ). При этом, в отличие от состояния после отжига при 250 °C, в границах зерен границы зерен наблюдается значительное количество внесенных зернограничных дислокаций (рис.1 $\epsilon$ , $\epsilon$ ).



**Рис. 1.** Структура никеля после деформации e = 7 (*a*) и отжига при T = 300 °C (*б*, *в*, *г*); *г*) темнопольное изображение в рефлексе <111>.

Результаты проведенных измерений микротвердости никеля после деформации и последующих отжигов представлены на графике зависимости микротвердости от температуры отжига (Puc.2).

Изменение микротвердости коррелирует с эволюцией структуры, монотонно снижаясь с ростом температуры отжига. При этом после деформации уровень микротвердости никеля достиг 4400 МПа и не изменился после отжига при 150 °C. Отжиг в интервале температур 175 – 225 °C привел к резкому снижению микротвердости до 2200 МПа. При дальнейшем увеличении температуры от 225 °C до 275 °C микротвердость оставалась на уровне 2200 МПа. Отжиг при 300 °C приводит к нарушению монотонного изменения микротвердости и увеличению ее значения до 2700 МПа. То есть уровень при этой температуре возрастает на 20%. Дальнейшее повышение температуры отжига выше 300 °C приводит к возвращению уровня микротвердости до 2200 – 2300 МПа. При отжиге 500 °C значение микротвердости монотонно приближается к величине 2000 МПа, характерной для исходного крупнокристаллического состояния.

Для сравнения был проведен отжиг недеформированного крупнозернистого (КЗ) никеля при тех же температурах. На графике зависимости микротвердости от температуры отжига для КЗ никеля (Рис.2а), при температурах 300-350 °C наблюдался незначительный рост микротвердости.

На рисунке 26 также представлен график зависимости электросопротивления никеля от температуры при монотонном нагреве до 450 °C и последующем охлаждении. Видно, что при нагреве сопротивление никеля начинает постепенно снижаться от 100 °C до 250 °C, что связано с процессами возврата дефектов, накопленных при ИПД. Выше температур 250 °C электросопротивление никеля начинает резко увеличиваться до температуры точки Кюри, после, интенсивность роста сопротивления падает, что обусловлено аномальной температурной зависимостью ферромагнетиков [4]. При охлаждении наблюдается снижение сопротивления, но при этом до 250 °C значение сопротивления при одних и тех же температурах оказывается выше на 10% значения сопротивления никеля при нагреве. Это, как и эффект упрочнения, связано с накоплением дефектов решетки при ферромагнитном превращении.



**Рис. 2.** Зависимости твердости (*a*) и удельного электросопротивления (*б*) никеля от температуры отжига.

Температуры, при которых наблюдается эффекты повышения твердости и электросопротивления, совпадают с температурным интервалом ферромагнитного превращения для нанокристаллического никеля [4]. Возникающая при охлаждении ниже точки Кюри магнитострикция парапроцесса и технического намагничивания [4] вносит упругие напряжения, что приводит, как было показано в [5] к накоплению внесенных зернограничных дислокаций. Повышение плотности зернограничных дислокаций ведет к возрастанию полей упругих напряжений в границах зерен, в результате чего происходит деформационное упрочнение никеля. Этот процесс также сопровождается увеличением электрического сопротивления никеля.

Таким образом, было установлено, что резкое повышение микротвердости никеля в результате отжига при 300 °C обусловлено процессом упрочнения за счет внесенных зернограничных дислокаций, образующихся при ферромагнитном превращении. Отожженный при 300 °C нанокристаллический никель имеет существенно разнозернистую структуру, которая содержит как области со средним размером зерен 1,8 мкм, так и не рекристаллизованные области с размером зерен около 100 нм. Этот материал имеет значительно повышенную объемную плотность границ зерен по сравнению с крупнозернистым материалом. Поэтому обнаруженный эффект упрочнения материала становится заметным в металле с нанокристаллической структурой.

#### Список литературы

- 1. Носкова Н.И., Мулюков Р.Р., Субмикрокристаллические и нанокристаллические металлы и сплавы. Екатеринбург: УрО РАН, 2003. 279 с.
- 2. Смирнова Н.А., Левит В.А. и др., Особенности низкотемпературной рекристаллизации никеля и меди. Физика металлов и металловедение, 1986, Т. 62, №. 3, С. 566-570.
- Levit V., Smirnova N. Severe plastic deformation of single crystals. Nova Science Pub. Inc., Severe Plastic Deformation: Towards Bulk Production of Nanostructured Materials, 2006, pp. 73-94.
- Лифшиц Б.Г., Карпошин В.С., Линецкий Я.Л. Физические свойства металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1980. 320 с.
- 5. Имаев М.Ф., Структурные изменения на границах зерен никеля при нагревах вблизи точки Кюри. Физика металлов и металловедение, 1987, Т. 64. В. 4, С. 823-826.

## ФОРМИРОВАНИЕ НАНОВКЛЮЧЕНИЙ АМОРФНЫХ ФАЗ ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ СПЛАВОВ ЦИРКОНИЯ

#### Кириченко В. Г.

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, г. Харьков, Украина <u>kirichenko@pht.univer.kharkov.ua</u>

Проблема радиационной стойкости циркониевых сплавов решается путем определения основных механизмов, ответственных за процессы, протекающие в сплавах при термомеханической обработке и радиационном воздействии. Влияние интерметаллических включений на радиационную стойкость циркониевых сплавов изучено недостаточно, особенно в приповерхностных слоях материала. Имитационные эксперименты, включающие мощное электронное и гамма-облучение, ионное облучение, лазерное воздействие используются для предварительного отбора наиболее перспективных материалов ядерных реакторов.

Малая растворимость в α-Zr большинства химических элементов, используемых для легирования циркония, приводит к образованию в металлической матрице сплавов включений интерметаллических (размером 10 - 100 нм). В результате формируется микроструктура сплавов с выделением твердых нанокристаллических частиц в металлической матрице сплавов. Ранее сообщалось об обнаружении приповерхностной сегрегации интерметаллических включений в сплавах циркония и возможности использования этого эффекта для модификации поверхности сплавов с помощью ионного и лазерного облучения [1]. В данном сообщении приводятся результаты исследования с помощью мессбауэровской спектроскопии конверсионных электронов (МСКЭ) интерметаллических нанокристаллических фаз в поверхностных слоях сплава цирконий-железо после ионного облучения и изотермического отжига.

Сплавы Zr–1,03ат% Fe и Zr–0,51ат% Fe на основе йодидного циркония были приготовлены методом электроннолучевой плавки в вакууме. Добавки железа обогащены стабильным изотопом Fe<sup>57</sup>. Слитки подвергали гомогенизирующему отжигу в вакууме 1,3·10<sup>-4</sup> Па в течение 50 часов при 973 К и прокатывали при комнатной температуре в фольги толщиной 50 мкм. Перед облучением деформированные фольги отжигали в вакууме 1,3·10<sup>-4</sup> Па. Облучение ионами Fe<sup>4+</sup> с энергий E =600 кэВ флюенсом  $\Phi = 2 \cdot 10^{21}$  м<sup>-2</sup> проводили на ускорителе тяжелых ионов. После облучения проводили изохронный отжиг в диапазоне 370–970 К.

Рентгенографическое исследование сплавов проводили на установке ДРОН-3,0 в Си  $k_{\alpha}$  - излучении и показало, что на всех этапах термомеханической обработки и облучения матрица сплавов представлена  $\alpha$ -фазой Zr. Идентификацию железосодержащих фаз производили МСКЭ. Образцы и источник гамма-квантов Co<sup>57</sup> в матрице Cr находились при комнатной температуре. Мессбауэровские спектры обратного рассеяния сплавов циркония описывают распределение интерметаллических фаз в приповерхностных слоях, и увеличение интенсивности спектров соответствует росту концентрации интерметаллических фаз в поверхностном слое глубиной до 0,3 мкм.

На рис. 1 представлены результаты рентгеноспектрального анализа поверхности отожженного образца сплава Zr–0,63%Fe для обнаруженного на поверхности сплава интерметаллического включения, которые свидетельствуют о возможности прямого наблюдения распределения циркония и железа, соотношение которых в интерметаллическом включении примерно соответствует составу фазы Zr<sub>3</sub>Fe.





Фаза  $Zr_3Fe$  однозначно идентифицирована с помощью мессбауэровской спектроскопии в геометрии обратного рассеяния (рис. 2*a*). Термическая обработка позволяет достигать концентрации атомов-информаторов Fe от 2 до 6,5% в приповерхностном слое по сравнению с 0,3-0,6% в исходном состоянии без существенного изменения концентрации углерода по сечению интерметаллида. Гомогенезирующий отжиг предназначен для получения в сплаве однородной структуры. Назначение хо-

лодной пластической деформации – получение мелкодисперсной структуры, в которой облегчается миграция ядер-информаторов в приповерхностный слой при последующем изохронном отжиге. Параметры обработки образцов на этих этапах термомеханической обработки (степень деформации 90-98%, отжиг при 770–1070 К в течение 1–20 час.) выбраны из расчета получения концентрации ядер-информаторов в пределах 2,5–6,5%. При других значениях параметров обработки не достигается требуемая концентрация.

Облучение ионами Fe<sup>4+</sup> при T = 300 К дозой  $2 \cdot 10^{21}$  м<sup>-2</sup> сплавов Zr–0,51%Fe, Zr-1,03%Fe приводит к значительному изменению фазового состава интерметаллидов в приповерхностном слое сплавов. На рис. 2 приведены мессбауэровские спектры сплава Zr–0,63%Fe облученной и необлученной сторон фольги.





**Рис.2.** МСКЭ спектры необлученного сплава Zr–1,03at%Fe(*a*) и облученного (внизу)

**Рис.3.**Зависимость содержания аморфной и метастабильной фазы А относительно кристаллической фазы К от Т отжига

Ионное облучение сплава привело к аморфизации интерметаллической фазы  $Zr_3Fe$  и переходу атомов Fe в метастабильную фазу  $Zr_{76}Fe_{24}$ . Изохронный отжиг приводит к обратному превращению – распаду аморфной фазы через формирование на промежуточном этапе в диапазоне температур отжига 720–820 К метастабильной фазы m- $Zr_3Fe$  и переходу атомов Fe в кристаллическую фазу  $Zr_3Fe$  со структурой типа Re<sub>3</sub>B. Зависимость относительного содержания метастабильной фазы m - $Zr_3Fe$  от температуры отжига сплава Zr=0,63%Fe приведена на рис. 3. Получено значение энергии активации процесса перехода атомов железа из метастабильной в кристаллическую фазу  $Zr_3Fe$  при изохронном отжиге в диапазоне 770-970 K, равное (1,2±0,2) эB. Это значение с точностью до указанной ошибки эксперимента совпадает с энергией активации, характерной для миграции железа в циркониевых сплавах по межфазным и межзеренным границам. Процесс кристаллизации характеризуется образованием зародышей, растущих до включений размерами 10-120 нм.

Становится возможным регулирование как относительного содержания интерметаллических нанокристаллических фаз в поверхностных слоях сплавов (толщиной до 3000 Å), так и степени кристалличности этих фаз за счет проведения предварительнойтермомеханической обработки, ионного облучения и последующего изохронного отжига. На рис. 4, 5 представлены результаты расчетов с помощью программы SRIM-2003 профилей распределения атомов железа, а также введенных при облучении дефектов в сплаве Zr-0,51%Fe. Расчетные профили распределения имплантированных атомов Fe и образовавшихся дефектов для сплава несколько отличаются от чистого циркония, что обусловлено сегрегацией интерметаллидов в данном сплаве в приповерхностном слое [1]. Профили концентрации имплантированных ионов железа, как и профили повреждений, находятся ближе к поверхности образца сплава, чем для чистого циркония.





**Рис. 4.** Профиль концентрации атомов железа в поверхностном слое сплава ZrFe.

**Рис. 5.** Профиль повреждений в поверхностном слое сплава ZrFe после облучения ионами железа.

Таким образом, сегрегация интерметаллических включений в приповерхностном слое может оказывать существенное влияние на радиационную стойкость циркониевых сплавов.

#### Список литературы

 В.Г. Кириченко. Поверхностная сегрегация и электронная структура интерметаллических фаз в сплавах циркония // ВАНТ сер. ФРП и РМ. - 1998. - Вып. 3(69)-4(70). - С.71-73.

## ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ НАНОМЕТРИЧЕСКИХ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ СТАЛЕЙ ПРИ ИОННОМ И ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

#### Кириченко В. Г., Леонов В. Н.

## Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, г. Харьков, Украина kirichenko@pht.univer.kharkov.ua

Концентрированные потоки энергии, в частности ионные и электронные пучки, лазерное излучение, плазменные потоки широко используются в новых технологических процессах. Большое значение имеет разработка процессов обработки материалов лазерным и ионным излучением с возможностью управления энергетическими и временными характеристиками потоков энергии, приводящим к многообразным структурным и фазовым изменениям поверхности материалов. В данном сообщении представлены результаты исследования структуры и фазового состава поверхностных слоев альфа-железа с различным содержанием углерода и ферритных сталей после импульсного лазерного воздействия и ионного облучения поверхности сталей. Импульсное лазерное облучение проводили с помощью неодимового лазера (энергия в импульсе 4–5 Дж, длительность импульса 30–50нс). Диаметр облученного пятна составлял 5–7 мм. Лазерную импульсную обработку поверхности железа и сталей проводили в воздушной атмосфере при нормальных условиях. Ионное облучение поверхности сталей проводили, как ионами азота (дозой  $D = 10^{16}$  см<sup>-2</sup> и энергией E = 30кэВ), так и пучком ионов Ti (ток I = 130A, время облучения t = 2с).

Рентгеноструктурные и рентгенографическое исследования образцов сталей производились установке ДРОН- 3,0 в Си- $k_{\alpha}$  - излучении (глубина анализируемого слоя ~ 2,7 мкм), в Fe- $k_{\alpha}$  и Со- $k_{\alpha}$  излучении (глубина анализируемого слоя ~ 3 мкм). Точность определения параметра решетки  $\pm$  0,0005 Å. Фазовый состав поверхностных слоев анализировали с применением мессбауэровской спектроскопии с регистрацией электронов внутренней конверсии (МСКЭ) на ядрах Fe<sup>57</sup>. С помощью МСКЭ на ядрах Fe<sup>57</sup> производилась идентификация железосодержащих фаз. Толщина анализируемого МСКЭ слоя  $\approx$  0.1 мкм.

Металлографический анализ сталей проводили с помощью микроскопа МИМ-8. Анализ поверхности образцов производили с помощью сканирующего электронного микроскопа JEOL JSM-840.





**Рис.1.** Спектр МСКЭ поверхности необлученного карбонильного альфа -железа

**Рис.2.** Спектр МСКЭ облученной импульсом лазера поверхности альфа - железа

По мессбауэровским спектрам, приведенным на рис.1, 2, лазерное импульсное облучение поверхности альфа-железа и ферритных сталей приводит к образованию альфа-железа и ферритных сталей приводит к образованию при поверхностном слое исходного ферромагнитного материала значительного количества парамагнитной фазы с параметрами спектра рассеяния близкими к параметрам аустенитной фазы. Количество парамагнитной фазы зависит от содержания углерода в материале. При облучении на поверхности железа образуются ступенчатые образований волнового типа, обусловленные расплавлением поверхностного слоя и возможным ударным нагружением образцов стали при лазерном воздействии. По данным растровой электронной микроскопии среднее расстояние между отдельными волнообразными структурами составляет 10 – 30 мкм (рис.3).



Рис.3. Микрофотография пограничной зоны между необлученным лазером участком (верхняя часть снимка) образца стали и облученным участком (нижняя часть снимка)

Облучение ионами азота поверхности сталей, в частности стали 20 (рис. 4, 5) приводит к формированию достаточно большого количества парамагнитной фазы нитрида железа состава  $Fe_xN$  (2 < x < 3).



Рис.4. Спектр МСКЭ необлученной поверхности стали

Рис.5. Спектр МСКЭ поверхности стали после облучение ионами азота

Эта фаза термически стабильна до температур свыше 400 С. С другой стороны при стимулированной ионами Ar имплантации ионов N в диапазоне 140 С  $\leq T \leq$  420 С наблюдались следующие фазовые превращения  $\epsilon$ -Fe<sub>2</sub>N  $\rightarrow \epsilon$ -Fe<sub>2+x</sub>N +  $\epsilon$ -Fe<sub>3.2</sub>N и  $\epsilon$ -Fe<sub>3.2</sub>N +  $\gamma'$ -Fe<sub>4</sub>N фазу [1].

На рис. 6, 7 приведены спектры стали 20 до и после облучения ионами титана. Толщина сформированного слоя Ті составляла 100Å. Этим объясняется слабая интенсивность дублетного спектра рассеяния, расположенного вблизи нуля скоростей (рис.7), образовавшейся парамагнитной фазы на поверхности стали после кратковременного облучения пучком.





Рис. 6. Спектр необлученной поверхности стали

**Рис. 7.** Спектр МСКЭ стали обработанной пучком ионов Ti

Как и в случае облучения ионами азота при ионно – стимулированном ионами Ar и Kr осаждении мульти слоев Fe/Ti процесс формирования слоев значительно усложняется и зависит от соотношения Fe и Ti. Наблюдалось формирование аморфной фазы FeTi и оцк- FeTi твердых растворов [2].

Таким образом, показано, что в результате облучения ионами азота и титана сталей состав поверхностного слоя существенно изменяться. Обнаруженные особенности образования поверхностных слоев при облучении стальных поверхностей лазерным импульсным излучением, ионами азота и титана способствуют оптимизации процессов ионно-стимулированного осаждения поверхностных слоев и формирования комплексных поверхностных слоев, например, (FeTi)N значительно упрочняющих поверхность сталей.

#### Список литературы

- 1. E. C. Moreira, L. Amaral, M. Behar. Phase transformations in the Fe-N system induced by the concomitant use of ion irradiation and temperature/<u>Phil. Mag.A</u>, V.<u>79</u>, Iss.7, 1999, p. 1721.
- 2. M. Kopcewicz, J. Jagielski and T. Stobiecki. Structural transformations induced in Fe/Ti multilayers by Ar- and Kr-ion irradiation J. Phys.: Condens. Matter.2005, V.17, p. 2149.

## ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В СПЛАВЕ V-4Ti-4Cr

## Крюкова Л. М., Ермолаев Г. Н., Макалкина Е. А., Потапенко М. М., Чернов В. М.

ОАО «Высокотехнологический НИИ неорганических материалов имени академика А.А.Бочвара» (ОАО "ВНИИНМ"), Москва, Россия, <u>chernovv@bochvar.ru</u>

Исследована пластическая деформация сплава V–4Ti–4Cr при различных температурах. Кривые растяжения имеют параболический характер при температурах испытаний до ~ 430 °C, прерывистая текучесть наблюдается на всех стадиях деформации до температур ~ 700 °C. Срывы нагрузки при температурах более 450 °C наблюдаются на переходной и третьей стадиях упрочнения, причём их амплитуда  $\Delta \sigma$ растёт с увеличением температуры, а срывы нагрузки имеют место после образования шейки. Изменение характера деформирования - переход от параболической кривой растяжения к трёхстадийной при температуре ~ 450 °C - указывает на изменение механизма пластичности. Явление прерывистой текучести включает разные механизмы в интервале температур от 340 °C до 650 °C.

На кривых сжатия, в отличие от кривых растяжения, отсутствует трёхстадийность с площадкой текучести и повторяющимся зубом текучести во всём исследованном интервале температур до 700 °C. Эффекты прерывистой текучести наблюдаются при температурах от ~ 400 °C до 650 °C, а срывы нагрузки образуются уже при малых степенях пластической деформации.

Проведено сравнение температурных зависимостей напряжений пределов текучести  $\sigma_{0.2}$  и прочности  $\sigma_B$  при растяжении образцов в исходном состоянии (отжиг 1000 °C, 1 час) и после обжатия (в течение 5 минут гидростатическими давлениями 500 МПа и 1000 МПа при комнатной температуре). Для исходного состояния резкие температурные зависимости  $\sigma_{0,2}$  и  $\sigma_B$  наблюдаются при низких температурах до ~ 320 °C. При дальнейшем увеличении температуры испытаний, напряжение предела текучести  $\sigma_{0,2}$  практически не изменяется до температуры ~ 700 °C, а напряжение предела прочности растёт в этом же температурном интервале. Аномальное упрочнение и прерывистая текучесть имеют место при одних и тех же температурах. Аналогичная картина наблюдается и после сжатия: имеет место резкая зависимость при температурах менее 450 °C и очень слабо выраженный участок аномального упрочнения при более высоких температурах.

При температурах прерывистой текучести и аномальной температурной зависимости прочности сплавы V-4Ti-4Cr представляют собой пересыщенные твердые растворы. Механические испытания при повышенных температурах могут при этом сопровождаться процессами старения и приводить к существенному изменению температурной зависимости предела текучести при этих температурах.

Проведены электронно-микроскопические и рентгеноструктурные исследования. Уже в исходном состоянии (после отжига перед механическими испытаниями) в сплаве наблюдаются начальные стадии распада твердого раствора. Анализ дифракционных эффектов показал, что в результате термического старения образуется гетерофазная структура, состоящая из двух твердых растворов. Формирование полей упругих смещений сопровождается появлением на рентгенограмме диффузной компоненты. Неоднородность твердого раствора представляет собой области, обогащенные атомами титана и примесями внедрения. В процессе деформационного старения также наблюдается концентрационное расслоение, но величина эффекта ниже, чем после термического старения.

Электронно-микроскопическое исследование фазово-структурных превращений в процессе термообработок исследуемых образцов при температурах  $\leq 800$  °C показало усиление электронно-микроскопического контраста. При температуре 800 °C фиксируется образование второй фазы, а на электронограммах появляются дополнительные рефлексы. Последнее свидетельствует о распаде твердого раствора с формированием высокодисперсных частиц второй фазы. Мелкодисперсная фаза имеет ГЦК решетку с параметром  $a = 0,420\pm0,002$  нм и является сложным оксикарбонитридом TiV(O,C,N) с высоким содержанием титана. Образование такой фазы, частично когерентной матрице, вызывает высокие локальные искажения кристаллической решетки ванадия. Сопоставление проведенных оценок с результатами расчета параметров структурного состояния подтвердил наличие значительных упругих полей смещений в кристаллической решетке матрицы, приводящее к формированию на рентгенограмме дополнительной диффузной компоненты.

Фазово-структурное состояние исследуемых образцов неоднородно и характеризуется широким спектром препятствий для движущихся дислокаций: элементы внедрения в пересыщенном твердом растворе; локальные неоднородности состава,

содержащие элементы внедрения с атомами ванадия и титана; высокодисперсные частицы оксикарбонитридных фаз размерами нескольких нанометров. При анализе температурных зависимостей σ<sub>0.2</sub>, помимо явления динамического деформационного старения при взаимодействии движущихся дислокаций с атомами внедрения, необходимо учитывать процессы взаимодействия дислокаций с указанными выше локальными неоднородностями состава. Их термически активируемое преодоление должно осуществляться при более высоких температурах и, как следствие, приводить к увеличению высокотемпературной прочности и изменению характера температурной зависимости напряжения течения. Необходимым условием наблюдаемой аномалии температурной зависимости предела текучести, также как и явления прерывистого характера течения деформации (поскольку они протекают в одном температурном интервале) при относительно высоких ( $\leq 650$  °C) температурах, является появление новых более эффективных термически активируемых препятствий непосредственно в процессе механических испытаний. Результаты исследования фазовых превращений при этих температурах свидетельствуют о том, что такими препятствиями являются области повышенной концентрации примесей, с последующим образованием высокодисперсных частиц оксикарбонитридной ГЦК фазы.

Получены температурные зависимости изменения таких структурных параметров, как  $\Delta 2\Theta$  – разница в угловых положениях центров тяжести соответствующих синглетов, характеризующая степень концентрационного расслоения, и I<sub>1</sub>/I<sub>2</sub> - отношение интегральных интенсивностей широкого (1) и узкого (2) синглетов, характеризующее интенсивность концентрационного расслоения. Отмечается наличие двух максимумов - низкотемпературный ~ 300 °C (совпадает с наблюдаемым для нелегированного ванадия) и высокотемпературный ~ 500 °C (определяется присутствием примесей замещения). Общий температурный интервал существования 200-650 °C. В процессе деформации наблюдаются два различных процесса, приводящих к разупрочнению и к упрочнению. Таким образом, аномальное упрочнение определяется распадом твердого раствора и последующим образованием фазы.

На основании проведенных исследований методами просвечивающей электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа предложен механизм прерывистого характера деформирования сплава. Критерием протекания деформации с прерывистым характером течения является наличие концентрационного расслоения и образование фазы с большим дилатационным эффектом в процессе пластической деформации. При этом температурный интервал будет определяться: снизу – возможностью образования областей с суммарной концентрацией примеси, достаточной для формирования фазы; а сверху – кривой спинодального распада на диаграмме состояния, т.е. расслоением твердого раствора.

Предварительная обработка обжатием способствует сдвигу кривой спинодального распада в сторону низких температур, а вид сбросов нагрузки при сжатии становится значительно более «мягкий». Внешнее давления создает упругие поля напряжений и инициирует протекание концентрационного расслоения при более низких температурах. Это является причиной протекания прерывистого течения деформации на более ранних стадиях. Поскольку степень концентрационного расслоения также низкая и срывы нагрузки снижаются. В связи с тем, что в большей части твердого раствора произошел фазовый переход и, как следствие, частичная или полная потеря когерентности, величина наблюдаемого ранее упрочнения снижается.

## О НЕОДНОРОДНОСТИ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ СЖАТИИ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ И ГОРНЫХ ПОРОД

#### Баранникова С. А., Надежкин М. В.

## Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия, bsa@ispms.tsc.ru

Необходимость оценки поведения горных пород при нагружении продиктована широким спектром теоретических и практических задач, возникающих при геомеханическом анализе состояния подработанного массива [1]. К настоящему времени, благодаря применению метода двухэкспозиционной спекл-фотографии к исследованию локальных деформаций в процессе активного нагружения, предложена классификация эволюционирующих по мере роста общей деформации, картин макроскопической локализации деформации как в пластичных металлах и сплавах, так и в квазихрупких керамических материалах [2]. Это обстоятельство обусловило интерес к исследованиям характера неоднородности деформации квазипластичных материалов – соляных горных пород, поскольку закономерности изменения их деформационных и прочностных параметров в зависимости от особенностей строения, формы образцов и скорости приложения нагрузки изучены в [3].

Механические испытания проводились на образцах, изготовленных из пестрого сильвинита, представляющего собой агломерат ГЦК кристаллов с ионным типом связи (NaCl+KCl). Размеры кристаллитов в исследуемых образцах составляли 1...4 мм. Образцы размером  $25 \times 12 \times 10$  мм сжимались вдоль длинной оси образца (ось *x*) на универсальной испытательной машине «Instron-1185» при 300 К. Скорость перемещения подвижного захвата составляла  $1,6 \cdot 10^{-6}$  м/с (~ $7 \cdot 10^{-5}$  с<sup>-1</sup>). В дополнение к записи диаграммы деформации с начала нагружения и вплоть до полного разрушения образца методом двухэкспозиционной спекл-фотографии последовательно регистрировались поля векторов перемещений точек на рабочей грани исследуемых образцов [3].

На кривых сжатия  $\sigma(\varepsilon)$  исследуемых образцов наблюдаются «пилообразные» участки с резким падением напряжений, соответствующие растрескиванию образцов. Деформирование образцов сильвинита завершается хрупким разрушением при общей деформации  $\varepsilon \approx 0.02...0.04$ . На экспериментальной деформационной кривой  $\sigma(\varepsilon)$  квазипластичного сильвинита после упругого и переходный участков удается выделить линейную стадию с постоянным коэффициентом деформационного упрочнения  $\theta \approx 1000$  МПа протяженностью общей деформации  $\varepsilon_{tot} = 0.002...0.0095$  и стадию параболического деформационного упрочнения протяженностью общей деформации  $\varepsilon_{tot} = 0.0096...0.013$  до предела прочности. Процесс деформирования завершается хрупким разрушением при общей деформации  $\varepsilon \approx 0.03$ .

Анализ картин локализации деформации в виде распределений компоненты  $\varepsilon_{xx}$  тензора пластической дисторсии в этом случае показал, что с самого начала сжатия деформация распределена неоднородно, то есть, локализована в одной зоне, распределенной по всей ширине образца (рис. 1). Особенностью поведения этой зоны локализованной деформации явилось ее перемещение по образцу на стадии линейного деформационного упрочнения с ростом общей деформации от 0.002 до 0.0095. Поскольку при сжатии с постоянной скоростью  $\varepsilon \sim t$ , то, определяя положение очага локализации X по длине образца в ходе деформации, по наклону графика X-t можно

оценить скорость перемещения соответствующей зоны локализации, которая составляет ~ 2.8·10<sup>-5</sup> м/с. Исследование характера локализации пластической деформации образцов сильвинита на стадии параболического деформационного упрочнения оказалось невозможным из-за растрескивания образцов.



**Рис.** 1. Очаги макролокализации деформации в виде распределений компоненты ε<sub>xx</sub> тензора пластической дисторсии для сильвинита на линейной стадии в интервале общей деформации 0,005–0,0052

Согласно полученным данным, при сжатии соляных горных пород пластическое течение локализовано в отдельных активных зонах образца, которые на линейной стадии движутся вдоль оси образца со скоростью  $2.8 \cdot 10^{-5}$  м/с. Эту особенность впервые удалось наблюдать в сильвините в настоящей работе, а также в ЩГК в [4], где на линейной стадии II в кристаллах NaCl две зоны локализации деформации движутся со скоростью ~7.7  $\cdot 10^{-5}$  м/с, а для KCl –  $4,5 \cdot 10^{-5}$  м/с. Указанные значения скоростей близки к ранее зафиксированным на стадиях линейного деформационного упрочнения ряда металлических моно- и поликристаллов [3], для которых механизмом пластической деформации, как и для ЩГК, является дислокационное скольжение.

Ранее для всех исследованных металлических материалов было установлено, что скорость движения деформационных очагов  $V_{aw}$  на стадии линейного деформационного упрочнения, когда  $\sigma \sim \varepsilon$ , т.е.,  $\theta = const$ , обратно пропорциональна коэффициенту деформационного упрочнения  $\theta = G^{-1} \cdot d\sigma/d\varepsilon$  на этой стадии (G – модуль сдвига), то есть,  $V_{aw}(\theta) = V_0 + \Xi/\theta$ [3]. Установлено, что данные настоящей работы о скоростях очагов пластического течения в сильвините, а также KCl, NaCl [4] удовлетворяют зависимости  $V_{aw}(\theta)$  с коэффициентом корреляции ~ 0.9. Полученные результаты, прежде всего, подтверждают единую природу волновых процессов на линейных стадиях деформационного упрочнения ионных кристаллов. Они также подчеркивают сходство картин локализации в ионных кристаллов и сплавов [3]. Поскольку сравнение данных при сжатии KCl и NaCl в [4], полученных методами лазерной спекл-фотографии и фотоупругости, показало, что зоны локализации пластической деформации представляют собой совокупность сдвигов по плоскостям скольжения кристаллов.

Проведенные исследования позволяют утверждать, что динамика процессов пластической деформации в горной породе, состоящей из кристаллов с ионной связью, не отличается принципиально от динамики таких процессов в металлических материалах. Так, движение одиночной зоны локализованной деформации на стадии линейного упрочнения в сильвините, аналогично движению уединенных очагов локализованной деформации ранее зафиксированным на стадиях легкого скольжения (площадке текучести) ряда металлических монокристаллов. Полученный результат подтверждает справедливость утверждений авторов [3] об обнаружении нового типа волн, распространяющихся с малой скоростью и связанных с процессами самоорганизации в деформируемых средах.

Обнаружение медленных волновых процессов пластически деформируемых соляных горных пород и ионных кристаллов должны учитываться при интерпретации геологических явлений: формировании сбросов, разломов, складок и т.п. Еще в [5] было показано, что такие процессы не всегда сопровождаются образованием трещин, а разрушение земной коры следует рассматривать как уменьшение уровня энергии в некоторой локальной области. Тогда поверхность прерывности может быть представлена и как трещина с полным нарушением сцепления между стенками, и как пластическая полоса скольжения, когда сцепление между стенками существует, но упругая энергия в полосе не накапливается. В последнем случае для геологических сдвигов вполне применимы физические представления и математический аппарат теории пластического течения кристаллических твердых тел. Это и продемонстрировано в [5], где для описания очага землетрясения были успешно использованы дислокационные представления. Но, если формирование отдельных геологических сбросов адекватно микромеханизму пластической деформации кристаллов, то процесс развития таких явлений на обширной территории, по-видимому, тоже должен подчиняться закономерностям самоорганизации и приводить к возникновению регулярных картин, объединяющих участки высокой сейсмической активности. К настоящему времени факт существования деформационных волн в зонах разломов не вызывает сомнений [6]. Поскольку скорости экспериментальных наблюдений медленных движений земной коры после землетрясений [7] весьма близки к скоростям волн локализованной пластической деформации, наблюдавшимся в наших экспериментах. Учитывая, что волновые параметры (длина волны и скорость ее распространения) слабо зависят от сорта деформируемого вещества, такое сопоставление может оказаться оправданным.

Работа выполнена по проекту № 21 Программы фундаментальных исследований №11 Президиума РАН.

#### Список литературы

- 1. Ставрогин А.Н., Тарасов Б.Г. Экспериментальная физика и механика горных пород. СПб.: Наука, 2001. 343 с.
- 2. Жигалкин В.М., Усольцева О.М., Семенов В.Н. и др. // ФТПРПИ. <u>2005. Т. 6</u>. С. 14-25.
- 3. Зуев Л.Б., Данилов В.И., Баранникова С.А. Физика макролокализации пластического течения. Новосибирск: Наука, 2008. 327 с.
- 4. Баранникова С.А., Надежкин М.В., Зуев Л.Б. ФТТ. 2009. Т.51. №16. С. 1081-1086.
- Введенская А.В. Исследование напряжений и разрывов в очагах землятресений при помощи теории дислокаций. М.: Наука, 1969. 136 с.
- 6. Быков В.Г. // Геология и геофизика. 2005. Т. 46. № 11. С. 1176-1190.
- 7. Гольдин С.В. // Физика Земли. 2004. № 10. С. 37-54.

## ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМОВ ВНЕДРЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЕЙ

#### Баранникова С. А., Мельничук В. А.

#### Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия, bsa@ispms.tsc.ru

Легирование атомами внедрения кристаллов ГЦК сплавов на основе Fe приводит к локализации пластической деформации на микро- и макроскопическом масштабном уровне [1, 2]. Макроскопическая локализация пластической деформации остается одной из наиболее сложных проблем, связанных с пластическим течением. Экспериментальные исследования макролокализации [1, 3] показали, что проявления макролокализации существуют на всех стадиях пластического деформирования, начиная от предела текучести и вплоть до разрушения, причем каждая из стадий характеризуется вполне определенной картиной макроскопической локализации пластической деформации. Однако влияние примесей внедрения на процесс локализации деформации подробно не исследовался, что послужило предметом настоящего исследования.

В настоящей работе исследовалось влияние примесей внедрения (азота) на механические свойства и локализацию пластической деформации при растяжении образцов, изготовленных из монокристаллических слитков аустенитной хромоникелевой стали (Fe-18%Cr-12%Ni-2%Mo). Образцы растягивали при 300 К на испытательной машине Instron-1185 при постоянной скорости перемещения подвижного захвата. Основная экспериментальная процедура состояла в том, что, начиная с предела текучести и вплоть до разрыва с периодичностью 36 с методом двухэкспозиционной спеклфотографии [3] производили регистрацию полей векторов смещений. Далее путем численного дифференцирования по координатам вычисляли распределения компонент тензора пластической дисторсии для всех точек наблюдаемой поверхности образца. Для более точного выявления границ стадий кривых нагружения производили их численное дифференцирование по деформации. Для анализа следов скольжения и двойникования на поверхности деформированных образцов оптическая микроскопия с применением металл-микроскопа использовалась Neophot-21.

Результаты механических испытаний при T = 300 К показали, что легирование азотом хромоникелевого аустенита приводит не только к увеличению предела текучести в 2–3 раза по сравнению со сталью без азота, но и изменяет закономерности упрочнения кристаллов [1-3]. Деформация в [001] кристаллах хромоникелевого аустенита независимо от содержания азота осуществлялась только множественным скольжением нерасщепленных дислокаций, поскольку данная ориентация благоприятна для множественного скольжения (одинаковый фактор Шмида  $m \sim 0,41$  для восьми систем скольжения), а поле внешних напряжений не способствует расщеплению дислокаций [2], т.е. двойникование запрещено. Металлографические исследования подтверждают это. В [001] кристаллах без азота предел текучести составил 180 МПа [2], в кристаллах с 0,35 % N – 220 МПа, в кристаллах с 0,5 % N – 460 МПа и в кристаллах с 0,6 % N – 660 МПа. Не смотря на значительное увеличение предела текучести, деформационные кривые всех кристаллов данной ориентации имели стадию линейного деформационного упрочнения (II) и стадию параболического деформационного упрочнения (III). Стадия легкого скольжения (I) отсутствовала. Результаты механических испытаний хромоникелевого аустенита при T = 300 K показали, что в [111] кристаллах без азота предел текучести составил 200 МПа [2], в кристаллах с 0,35 % N – 280 МПа, в кристаллах с 0,5 % N – 300 МПа и в кристаллах с 0,6 % N – 340 МПа. Легирование азотом в этой ориентации приводит не только к увеличению предела текучести, но и принципиальным образом изменяет закономерности пластического течения. В ориентации [111] поле внешних напряжений способствует расщеплению полных дислокаций на частичные с образованием дефектов упаковки [2]. Не смотря на ориентацию кристалла [111], благоприятную для множественного скольжения (одинаковый фактор Шмида ~ 0,27 имеют шесть систем скольжения), при концентрации 0,35 % азота высокий уровень сил трения, подавление поперечного скольжения приводит к скольжению расщепленных дислокаций в одной системе скольжения и снижению коэффициента деформационного упрочнения. Металлографические исследования подтверждают это. В результате на кривых нагружения при этой концентрации азота образуется зуб текучести, после чего наблюдается стадия легкого скольжения, а затем стадии линейного и параболического упрочнения.

Сравнивая результаты полученных данных о деформационном поведении монокристаллов хромоникелевого аустенита дополнительно легированных атомами азота (0,35, 0,50 и 0,60 мас.%) можно сказать следующее.

Результаты механических испытаний показали, что при T = 300 К кристаллы хромоникелевого аустенита, ориентированные вдоль направления [001] имеют более высокие значения предела текучести и коэффициентов деформационного упрочнения по сравнению с [111]-монокристаллами при одинаковых концентрациях азота. Физическая причина ориентационной зависимости в этих сталях связана с достижением высокого уровня деформирующих напряжений за счет твердорастворного упрочнения ГЦК-кристаллов с низкой ЭДУ и обсуждена в [2]. Легирование азотом приводит к значительному увеличению предела прочности: в 2,5 раза в [001] кристаллах и в 1,2 раза в [111] кристаллах относительно кристаллов без азота.

Легирование атомами внедрения кристаллов ГЦК сплавов на основе Fe приводит к макроскопической локализации пластической деформации. Экспериментальные исследования процессов пластического течения на макромасштабном уровне, выполненные на монокристаллах аустенитной высокоазотистой стали, показали, что помимо распространения полосы Людерса на стадии легкого скольжения за счет преимущественного развития пластической деформации в одной системе скольжения в [111] кристаллах с 0,35% N, с самых начальных этапов деформация протекает неоднородно, т.е. сосредоточена в зонах локализованной деформации, подвижных или неподвижных в разные моменты времени. Анализ картин локализованной пластической деформации показал следующее:

- на участке легкого скольжения с малым коэффициентом деформационного упрочнения наблюдается движение вдоль образца уединенного очага пластической деформации (аналог полосы Людерса, [111] кристаллы с 0,35% N);

- при линейном деформационном упрочнении с постоянным коэффициентом наблюдается последовательное движение двух-четырех равноотстоящих друг от друга зон пластической деформации ([111] кристаллы с 0,35% N; [001] кристаллы с 0,35% N; [111] кристаллы с 0,5% N; [001] кристаллы с 0,6% N; [111] кристаллы с 0,6% N;

- в случае параболического деформационного упрочнения (если значение коэффициента падает по мере роста деформации) наблюдались локализованные в пространстве образца три зоны пластического течения, не меняющие своего положения на протяжении соответствующего этапа пластического течения ([001] кристаллы с 0,5% N, [001] кристаллы с 0,6% N). Качественное сравнение картин локализации на стадиях линейного (3-4 движущихся фронта) и параболического упрочнения (3 неподвижных зоны) в [001] кристаллах показало, что повышение концентрации азота слабо влияет на соответствующий тип локализованной деформации. Тоже самое можно сказать применительно к стадиям линейного упрочнения в [111] кристаллах (2-3 движущихся фронта независимо от содержания азота). К количественным же характеристикам макролокализации пластического течения относят расстояние между зонами локализации деформации и скорость их перемещения (рис. 1).



**Рис. 1.** Согласованное движение с постоянной скоростью  $V_{aw}$  вдоль оси нагружения системы очагов локализации  $\varepsilon_{xx}$ , отстоящих друг от друга на расстоянии  $\lambda$ 

Скорости перемещения зон локализации деформации для всех исследованных кристаллов хромоникелевого аустенита имели одинаковый порядок независимо от содержания азота и ориентации образцов и были на порядок выше скорости подвижного захвата нагружающего устройства. Однако было установлено, что увеличение концентрации азота приводит к уменьшению скорости перемещения зон локализованной пластичности на стадиях линейного деформационного упрочнения. Данный факт связан с ростом коэффициента деформационного упрочнения при легировании и подтверждает обнаруженную ранее [1] обратно пропорциональную зависимость скорости перемещения зон локализации от коэффициента деформационного упрочнения.

Пространственный период распределений локальных деформаций не меняется ни при переходе от одной стадии деформации к другой, ни при изменении общего вида кривой деформации вследствие изменения содержания азота, а определяется ориентацией оси растяжения, благоприятной для скольжения (в ориентации [001] расстояние между зонами локализации равно 4 мм, в ориентации [111] – соответственно 7 мм). В случае деформации двойникованием в [111] кристаллах с содержанием 0,6% N расстояние между зонами локализации оказалось меньше и составило 4,5 мм.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ (09-08-00213-а).

#### Список литературы

- Данилов В.И., Баранникова С.А., Зуев Л.Б., Киреева И.В. // ФММ. 1997. Т. 83, № 1. -С. 140-146.
- 2. Чумляков Ю.И., Киреева И.В., Коротаев А.Д. // ФММ. 1992. № 4. С. 153-160.
- 3. Зуев Л.Б., Данилов В.И., Баранникова С.А. Физика макролокализации пластического течения. – Новосибирск: Наука, 2008. – 327 с.

## СКАЧКООБРАЗНЫЕ ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ И АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕДИ

#### Плотников В. А., Макаров С. В.

## Алтайский государственный университет, Барнаул, Россия plotnikov@phys.asu.ru

Как было показано ранее, пластическая деформация алюминия при высоких температурах представляет собой как монотонное накопление деформации, так и деформационные скачки, сопровождаемые трансформированием монотонной акустической эмиссии в высокоамплитудные акустические сигналы [1, 2]. Следует отметить, что скачкообразное поведение пластически деформируемых металлов и сплавов отмечается во многих исследованиях [3, 4]. Неслучаен в этой связи интерес к исследованиям пластической деформации в широком интервале температур, в том числе, и при высоких температурах.

В экспериментах объектом исследования была выбрана медь, некоторые характеристики которой приведены в табл. 1.

		Таблица 1.
Медь	Предел текучести при	Температура плавления,
	кручении, МПа	
M2 (99,7%)	30	1083



Рис. 1. Монотонные (1) и скачкообразные (2) деформационные эффекты при нагреве меди в условиях сдвигового нагружения (25 МПа). a – зависимость температуры от времени,  $\delta$  – акустическая эмиссия в ходе нагрева, e – деформация.

Эксперименты представляли собой термомеханическое циклирование образцов путем циклического изменения температуры при постоянном сдвиговом механическом напряжении или циклическом изменении сдвигового механического напряжения при постоянной температуре. Циклическое изменение температуры осуществляли в интервале от комнатной и до температур около температуры плавления меди, а циклическое изменение механического напряжения осуществляли до величин, включающих предел текучести. В экспериментах регистрировали температуру, величину накопленной деформации, среднеквадратичное напряжение акустической эмиссии, механическое напряжение. Экспериментальная установка описана ранее [5].

На рис. 1 представлены зависимость температуры, среднеквадратичного напряжения акустической эмиссии, деформации от времени процесса. Эксперименты показали (рис. 1), что в ходе термических циклов при напряжениях выше половины предела теку-

чести, наблюдается монотонное и скачкообразное накопление деформации (если механическое напряжение в цикле ниже половины предела текучести, то наблюдается лишь монотонное накопление деформации). Скачкообразный характер деформации хорошо коррелирует с единичными акустическими сигналами, аномально большой амплитуды. Последовательность высокоамплитудных акустических сигналов чередуется с монотонной зависимостью среднеквадратичного напряжения акустической эмиссии от температуры. Монотонный участок акустической эмиссии коррелирует с монотонным характером накоплением деформации на участках, разделяющих последовательность деформационных скачков.

Можно предположить, что трансформирование монотонной акустической эмиссии в единичные акустические импульсы обусловлено существенными изменениями в характере пластического течения металла, заключающимися в повышении корреляции в системе элементарных деформационных актов, следствием чего явля-



**Рис. 2.** Полосы деформации в меди в ходе высокотемпературного пластического течения при механическом нагружении (900 <sup>0</sup>C, 75 МПа).



Рис. 3. Зависимость квадрата амплитуды акустических сигналов от скорости накопления деформации на скачкообразных участках.

ется существенное повышение скорости накопления деформации и появление макроскопического скачка на временной зависимости деформации при температурах выше 0,5  $T_{\text{пл}}$ . Действительно, исследования структуры меди в ходе высокотемпературной деформации показали (рис. 2), что основной структурной составляющей являются полосы деформации, представляющие собой выход на поверхность высоко коррелированного дислокационного ансамбля одной системы скольжения.

Коррелированный дислокационный ансамбль при выходе на поверхность продуцирует систему когерентных акустических сигналов, формирующих единичный акустический сигнал высокой амплитуды.

Проанализируем связь акустической эмиссии от деформации на скачкообразном участке. На рис. 3 приведена зависимость квадрата амплитуды акустических сигналов от скорости деформации на скачкообразных участках.

Как следует из данных, приведенных на рис. 3, эту зависимость с достаточной точностью (коэффициент корреляции r = 0,81) можно аппроксимировать линейной функцией y = ax + b, параметры которой  $a = 11,7\pm4,5$ ;  $b = 0,34\pm0,64$ . Очевидно, разброс точек в большей степе-

ни обусловлен нарушением когерентности, чем случайной погрешностью измерений. Об этом может свидетельствовать соотношение между углом наклона скачкообразных участков на временной зависимости накопления деформации (рис. 1 e) и амплитудой среднеквадратичного напряжения акустической эмиссии (рис. 1 d). Таким образом, критерием корреляции в ансамбле элементарных деформационных актов может служить амплитуда сигналов акустической эмиссии.

В то же время макроскопический характер скачкообразной деформации свидетельствует о корреляции элементарных деформационных актов в масштабе более чем одна деформационная полоса. По-видимому, следующим масштабным уровнем может быть размер зерна поликристаллического агрегата, в котором формируется система деформационных полос, а фактором корреляции в этой системе полос являются упругие напряжения. Необходимо отметить, что упругие напряжения могут быть фактором корреляции как в макроскопическом масштабе, так и в масштабе единичных атомов. В последнем случае механические напряжения снижают потенциальный барьер разрыва связи, формируя слабоустойчивые структурные состояния атомного коллектива, например, вдоль линии дислокации.

#### Список литературы

- 1. Плотников В.А., Макаров С.В. Акустическая эмиссия и активационные параметры при высокотемпературной деформации алюминия // ФММ. 2008. Т. 106. № 2. С. 206-215.
- 2. Плотников В.А., Макаров С.В. Структурный фактор акустической эмиссии при высокотемпературной деформации алюминия // ФММ. 2008. Т. 105. № 4. С. 424-430.
- 3. Лебедкин М.А., Дунин-Барковский Л.Р. Критическое поведение и механизм корреляции деформационных процессов в условиях неустойчивости пластического течения // ЖТЭФ, 1998, т. 113, № 5, с. 1816-1829.
- Песчанская Н.Н., Шпейзман В.В., Синани А.Б., Смирнов Б.И. Скачки деформации микронного уровня на разных стадиях ползучести кристаллических тел // ФТТ. 2004. Т. 46. № 11. С. 1991-1995.
- 5. Плотников В.А., Макаров С.В. Акустическая эмиссия при высокотемпературной деформации алюминия // Деформация и разрушение материалов. 2005. №3. С. 27-31.

УДК 669.017.3.534.2.539.2

## АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ И ДЕФОРМАЦИЯ ПРИ ТЕРМОУПРУГИХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ В НИКЕЛИДЕ ТИТАНА В ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ ЦИКЛАХ

#### Плотников В. А., Грязнов А. С.

# Алтайский государственный университет, Барнаул, Россия plotnikov@phys.asu.ru

Характерные свойства сплавов на основе никелида титана – эффект памяти и сверхэластичность есть проявление мартенситного механизма накопления и возврата деформации в цикле термоупругих мартенситных превращений B2→B19' B19'→B2 [1]. Кроме того, в цикле наблюдается акустическая эмиссия, энергия которой экспоненциально снижается при многократном воспроизводстве мартенситных превращений [2].

В соответствие с уравнением Клапейрона-Клаузиуса [1]:

$$\Delta \sigma = \frac{\Delta H}{T_0 \varepsilon} \Delta T ,$$

где  $T_0$  – температура межфазного равновесия соответствует  $M_{\rm S}$ ,  $\Delta H$  – теплота превращения,  $\varepsilon$  – величина мартенситной деформации,  $\Delta T = T - M_{\rm S}$  – температурный интервал превращения. В деформацию до 8% основной вклад вносят мартенситные

кристаллы, строго упорядоченные в поле механических напряжений. Очевидно, между процессами накопления и возврата деформации и продуцированием акустической эмиссии в цикле существует глубокая связь.

В экспериментах по термомеханическому циклированию использовали двойные и тройные сплавы на основе никелида титана, выплавленные в НИИ медицинских материалов и имплантатов с памятью формы Сибирского физико-технического института при Томском государственном университете. Условия выплавки сплава и его термомеханическое поведение описаны в монографии [1]. Были исследованы следующие схемы термомеханического циклирования никелида титана: 1 – термомеханические циклы осуществлялись в интервале температур, содержащем интервал прямых B2→B19' и обратных B19'→B2 мартенситных превращений при постоянной сдвиговой нагрузке; 2 – термомеханические циклы осуществлялись в условиях нагружения только прямого превращения; 3 – термомеханические циклы осуществлялись в условиях нагружения только обратного превращения.

В экспериментах регистрировали среднеквадратическое напряжение U акустической эмиссии, температуру образца, величину деформации. Регистрация среднеквадратичного напряжения U позволяет вычислить энергетический параметр акустической эмиссии J как

$$J = \Sigma U^2 \cdot \Delta t \,, \tag{1}$$

где J – величина, пропорциональная энергии акустической эмиссии при мартенситных превращениях,  $\Delta t$  – временной интервал, в течение которого измеряется напряжение акустической эмиссии U. Методика регистрации измеряемых параметров в экспериментах и экспериментальная установка не отличалась от описанной ранее [2].

Термомеханические циклы в никелиде титана при постоянной нагрузке, как показано на рис. 1, сопровождаются накоплением при прямом превращении и возвратом при обратном превращении деформации и продуцированием акустической миссии. Акустическая эмиссия существенно асимметрична, при прямом превращении она максимальна, при обратном – на уровне фона.



**Рис. 1.** Акустическая эмиссия (*a*) и деформация (б) в цикле мартенситных превращений в условиях действия нагрузки 50 МПа в сплаве TH-1B, приложенной в ходе прямого мартенситного превращения: 1 – среднеквадратичное напряжение акустической эмиссии при прямом превращении (2 – при обратном); 3 – температура; 4 – полная деформация; 5 – остаточная деформация; AB - накопление деформации при охлаждении; CD – возврат деформации при нагреве.

Проведение серии циклов в условиях механического нагружения сопровождается снижением энергии акустической эмиссии до уровня насыщения (рис. 2), причем энергия уровня насыщения на порядок ниже энергии акустической эмиссии в первом цикле. Зависимость энергии акустической эмиссии от номера цикла при термомеханическом циклировании мартенситных превращений можно аппроксимировать экспоненциальной функцией [3]

$$J_{k} = J_{n} + J_{01} \exp(-\alpha_{1}k) + J_{02} \exp(-\alpha_{2}k),$$

где  $J_0$  – некоторое гипотетическое значение энергии излучения в нулевом цикле;  $J_n$  – энергия излучения, соответствующая насыщению;  $J_k$  – энергия излучения в k-м цикле; k – номер цикла;  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  – постоянные, характеризующие корость снижения энергии акустической эмиссии в циклах.



Рис. 2. Зависимость энергии акустической эмиссии от номера цикла мартенситных превращений в сплаве ТН–1В в условиях действия нагрузки 150 МПа, приложенной при прямом мартенситном превращении: 1 – энергия акустической эмиссии при прямом мартенситном превращении; 2 – аппроксимирующая кривая.

Значения экспоненциальных коэффициентов α<sub>1</sub>, α<sub>2</sub> приведены в табл. 1.

TC	1
Гаолина	
таолица	

Се- рия	Прило- женная нагруз- ка, σ, МПа	$J_n \pm \Delta J_n$	$J_{01}\pm\Delta J_{01}$	$J_{02}\!\pm\Delta J_{02}$	$\alpha_1 \pm \Delta \alpha_1$	$\alpha_2 \pm \Delta \alpha_2$	R <sup>2</sup>
1	31	$24,5 \pm 0$	1300±0	$94 \pm 4$	$2,25 \pm 0,02$	$0,36 \pm 0,05$	0,998
2	62	$37,9 \pm 2,6$	1384±169	$95 \pm 11$	$1,78 \pm 0,15$	$0,19 \pm 0,03$	0,998
3	92	$62,5 \pm 5,6$	1000±0	$272 \pm 37$	$1,94 \pm 0,38$	$0,34 \pm 0,10$	0,974
4	123	$54,9 \pm 6,6$	$2700 \pm 145$	$183 \pm 15$	$1,97 \pm 0$	$0,22 \pm 0$	0,984
5	154	$71,5 \pm 0$	$4592 \pm 56$	$383 \pm 55$	$2,02 \pm 0,07$	$0,36 \pm 0,18$	0,999
6	185	$55,0 \pm 2,8$	$5953\pm0$	5953±18	$2,37 \pm 0,04$	$0,30 \pm 0$	0,996
7	215	$36,6 \pm 1,6$	23303±7643	$60 \pm 21$	$3,48 \pm 0,35$	$0,30 \pm 0,11$	0,997
8	246	$28,8 \pm 1,2$	13272±15687	$61 \pm 8$	$4,18 \pm 0,31$	$0,23 \pm 0,04$	0,999

Из этих данных (табл. 1) видно, что коэффициент  $\alpha_1$  растет при увеличении нагрузки, а коэффициент  $\alpha_2$  остается примерно постоянным.

Анализ параметров акустической эмиссии в зависимости от величины механической нагрузки и номера цикла мартенситных превращений (рис. 2) и процесса накопления обратимой и необратимой деформаций (рис. 3) свидетельствует о корреляции между этими процессами. То есть снижение энергии акустической эмиссии при циклировании мартенситных превращений зависит от двух факторов. Первый фактор снижения, характеризуемый коэффициентом  $\alpha_1$ , зависит от внешней нагрузки, второй, характеризуемый коэффициентом  $\alpha_2$ , не зависит, а зависит от внутренних

свойств сплава. Таким свойством является фазовый наклеп – упрочнение сплава за счет протекания локальных пластических сдвигов (пластической релаксации) в окрестности единичного мартенситного кристалла. Действие второго фактора связано с насыщением фазового наклепа при циклировании мартенситных превращений независимо от механической нагрузки. Действие первого фактора более завуалировано, однако данные (рис. 4) по высокотемпературному возврату деформации свидетельствуют, что в ходе циклирования мартенситных превращений в условиях нагружения наблюдается эффект стабилизации мартенситной фазы.



**Рис. 3.** Накопление деформации в циклах мартенситных превращений:  $a - \sigma = 75$  МПа;  $\delta - \sigma = 200$  МПа. Обратимая деформация (1) отложена по левой оси, остаточная (2) – по правой.



Рис. 4. Возврат деформации при нагреве до 600° С после серии циклов термоупругих мартенситных превращений в условиях внешнего механического напряжения ( $\sigma = 160 \text{ MII}a$ ), приложенного: 1 – только при прямом превращении (правая ось), 2 – только при обратном, 3 – в полном цикле мартенситных превращений.

Эффект стабилизации мартенситной фазы в цикле мартенситных превращений снижает объем фазы, участвующей в цикле прямого-обратного превращения в последующих циклах. Согласно приведенным данным эффект стабилизаци растет при увеличении механического напряжения в цикле мартенситных превращений, снижая ресурс обратимой (мартенситной) деформации в цикле мартенситных превращений в условиях механического нагружения сплава.

#### Список литературы

- 1. Гюнтер Э.В., Ходоренко В.Н., Ясенчук Ю.Ф. и др. Никелид титана. Томск: Изд-во МИЦ, 2006, 296 с.
- 2. Потекаев А.И., Плотников В.А. Акустическая диссипация энергии при термоупругих мартенситных превращениях. Томск: Изд-во НТЛ, 2004. 196 с.
- 3. Плотников В.А., Пачин И.М., Грязнов А.С. Акустическая эмиссия и релаксационные процессы при термоупругих мартенситных превращениях // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2006. № 1. С. 41-48.

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ОХРУПЧИВАНИЕ И РАЗРУШЕНИЕ ФЕРРИТНО-МАРТЕНСИТНОЙ СТАЛИ ЭК-181 (Fe–12Cr–2W–V–Ta–B) ПРИ НАГРУЖЕНИЯХ НА СОСРЕДОТОЧЕННЫЙ ИЗГИБ

## Чернов В. М., Ермолаев Г. Н., Леонтьева-Смирнова М. В.

ОАО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара» (ОАО «ВНИИНМ»), Москва, Россия, chernovy@bochvar.ru

Низкотемпературное хрупкое разрушение ферритно-мартенситных сталей в условиях эксплуатации при динамических и статических нагружениях с разными концентраторами напряжений (надрезы, трещины) является одной из серьёзных причин, ограничивающих применение таких сталей как конструкционных материалов при относительно низких температурах, в том числе, при радиационных (нейтронных) воздействиях. Для оценки склонности сталей к хрупкому разрушению при исследованиях их образцов определяются значения ударной вязкости (поглощенной энергии) KCVN, как общая работа разрушения, затраченная на зарождение и распространение трещины, на пластическую деформацию при образовании «губ среза» на боковых поверхностях и на формирование пластической зоны в вершине трещины. Из температурных зависимостей KCVN для разных образцов определяются температуры вязко-хрупкого перехода T<sub>dbtt</sub>, как сравнительные характеристики склонности стали к хрупкому разрушению при низких температурах. Значение  $T_{dbtt}$  зависит от многих факторов (прочности металла, типов образцов, концентраторов напряжений), что делает её экспериментальное определение для реальных условий эксплуатации металлов сложной задачей.

Жаропрочная 12%-я хромистая ферритно-мартенситная сталь ЭК-181 (RUSFER-EK-181: Fe–12Cr–2W–V–Та–В, разработка ОАО «ВНИИНМ») является перспективным конструкционным материалом для активных зон ядерных и термоядерных реакторов. Исследования закономерностей низкотемпературного хрупкого разрушения этой стали (трещиностойкости) при статических и динамических сосредоточенных нагрузках является важной задачей, поскольку их результаты определяют возможности дальнейшей модификации стали с целью расширения температурных и радиационных (дозовых) интервалов её применения.

В данной работе исследовано низкотемпературное охрупчивание и разрушение плоских CVN-образцов стали ЭК–181 при испытаниях на ударный и статический сосредоточенные изгибы в зависимости от размеров образцов (стандартные – ST: 5x10x55 мм, малые – SM: 3,3x3,3x30 мм), типа концентраторов напряжений (V-надрезы, усталостная трещина) в температурном интервале от -196 <sup>0</sup>C до +100 <sup>0</sup>C. Испытания на ударную вязкость (определение величин KCVN) проводились на ST-и SM-образцах (копры с запасом энергии 195 Дж и 50 Дж). Испытания на вязкость разрушения K<sub>IC</sub> и J<sub>IC</sub> (статический сосредоточенный изгиб) проводились на ST-образцах (испытательная машина типа «Инстрон»). Все образцы проходили стандартную термообработку для ферритно-мартенситных сталей: закалка от температуры 1100 <sup>0</sup>C, 1ч, отпуск 720 <sup>0</sup>C, 3 часа.

Испытания проводились с использованием ST- и SM- CVN-образцов (радиус вершины надреза *r* = 0,25 мм):

- ST- и SM-образцы с односторонним V-надрезом глубиной 1,5 и 1 мм, соответственно, определялись значения ударной вязкости KCVN-ST/SM; - ST-образцы с односторонним V-надрезом глубиной 1,5 мм и двумя боковыми V-надрезами глубиной 0,4 мм (трёхсторонний V-надрез), определялись значения ударной вязкости KCVN-2S-ST;

- ST- и SM-образцы с V-надрезом и усталостной трещиной с общей глубиной 2 мм и 1,2 мм, соответственно (односторонний надрез с усталостной трещиной), определялись значения ударной вязкости KCVN-PC-ST/SM,

- ST- и SM- образцы с V-надрезом, усталостной трещиной и двумя боковыми Vнадрезами (трёхсторонний V-надрез с центральной усталостной трещиной и двумя боковыми надрезами) как наиболее жесткие условия испытания образцов с определением значений ударной вязкости KCVN-PC-2S-ST/SM.

При испытаниях на ударный изгиб ST- и SM-образцов расстояния между опорами составляли 40 мм и 22 мм, соответственно.

Важной характеристикой вязкости (трещиностойкости) металла является критический коэффициент интенсивности напряжений К<sub>1С</sub> в условиях плоской деформации при переходе к неустойчивому (закритическому) росту трещины при статическом сосредоточенном изгибе образцов. Корреляционные связи между значениями КСVN, КСVN-РС и J<sub>IC</sub> определялись для разных образцов и разных напряжённых состояний при равных температурах испытаний.

Результаты испытаний, полученные на ST- и SM-образцах в разных напряжённых состояниях представлены в табл. 1.

Тип CVN-образца	$T_{dbtt}$ , ${}^{0}C$	Ударная вязкость на верхнем плато, Дж/см <sup>2</sup>
KCVN - ST	+10	80,0
KCVN - SM	-85	35,0
KCVN-2S - ST	+25	>40,0
KCVN-PC - ST	0	65,0
KCVN-PC - SM	-30	40,0
KCVN-PC-2S - ST	+35	70,0
KCVN-PC-2S - SM	0	40,0

**Таблица 1.** ЭК-181. Характеристики ударной вязкости для стандартных (ST: 5x10x55 мм, r = 0,25 мм) и малых (SM: 3,3x3,3x30 мм, r = 0,25 мм) СVN-образцов

На величину  $T_{dbtt}$  более сильное влияние оказывает «жёсткость» концентраторов напряжений при испытаниях SM-образцов, а для ST-образцов такое влияние не столь велико. Это свидетельствует о сильном влиянии запаса упругой энергии и пластической деформации приповерхностных слоёв образцов на величину  $T_{dbtt}$  в SM-образцах, регулируемом боковыми надрезами. Для образцов типа KCVN-PC-2S-SM/ST температурное увеличение ударной вязкости наблюдается во всём исследованном интервале температур и отсутствие «губ среза». Результаты исследований температурных зависимостей значений ударной вязкости для ST- и SM-образцов позволяют провести их сравнение при равных температурах испытаний. Сопоставление энергий, затраченных на разрушение образцов при равных температурах испытаний, показало, что

#### KCVN-PC-2S-ST < KCVN-PC-ST и KCVN-PC-2S-SM < KCVN-PC-SM

практически во всём исследованном интервале температур.

Для определения коэффициентов интенсивности напряжений  $K_{IC}$  и вязкости разрушения  $J_{IC}$  испытания на статический изгиб ST-образцов проводились при низ-

ких температурах испытаний, при которых напряжённое состояние в вершине трещины является плоско-деформированным. Температурная зависимость K<sub>IC</sub> нелинейно возрастает с увеличением температуры. Для сопоставления статических данных по вязкости разрушения с результатами по ударной вязкости при равных температурах испытаний температурная зависимость K<sub>IC</sub> была перестроена в температурную зависимость J<sub>IC</sub>. Результаты для ударной вязкости ST/SM-образцов с различными концентраторами напряжений (КСVN, КСVN-РС и КСVN-РС-2S) были сопоставлены с вязкостью разрушения J<sub>IC</sub>. Наблюдаются линейные корреляционные взаимосвязи при равных температурах, причём коэффициент пропорциональности между КСVN-ST и J<sub>IC</sub> определяется величиной 7,60, между КСVN-PC-ST и J<sub>IC</sub> величиной 2,40, а между КСVN-PC-2S-ST и J<sub>IC</sub> величиной 0,85. Аналогичные результаты получены для взаимосвязи KCVN-PC-SM и J<sub>IC</sub> (коэффициент 4,20) и для KCVN-PC-2S-SM и J<sub>IC</sub> (коэффициент 2,00). Эти результаты соответствуют тому, что вязкость разрушения при увеличении скорости деформации сначала уменьшается, а затем резко возрастает. Вместе с тем, величина коэффициента пропорциональности между KCVN-PC-2S-ST и  $J_{IC}$  равна 0,85, что несколько ниже статического значения вязкости разрушения. Это позволяет при низких температурах оценивать коэффициент интенсивности напряжений K<sub>IC</sub> по испытаниям на ударную вязкость образцов типа KCVN-PC-2S (для данной стали). При этом испытания на удар образцов типа KCVN-PC-2S могут быть заменены испытаниями на удар образцов типа KCVN-2S.

Сравнение значений ударных вязкостей KCVN-PC-SM и KCVN-PC-2S-SM с вязкостью разрушения  $J_{IC}$  показало их существенное отличие от соответствующих результатов для стандартных ST-образцов. Результаты для SM-образцов превышают соответствующие значения для ST-образцов в 2,0 – 2,5 раза. Это свидетельствует о значительном снижении запаса упругой энергии в SM-образцах, вызванном существенным увеличением скорости релаксации напряжений в вершине трещины при уменьшении размеров образцов исследуемой стали.

В целом, работа низкотемпературного разрушения жаропрочной 12%-ой хромистой ферритно-мартенситной стали ЭК–181 зависит от типа концентраторов напряжений и размеров образцов и определяется запасом упругой энергии и условиями пластической деформации в приповерхностных слоях образцов, регулируемых боковыми надрезами. Между ударной вязкостью и вязкостью разрушения при равных температурах испытаний наблюдается корреляционная связь. Независимо от типов образцов (включая надрезы и усталостную трещину) реализуется однотипный механизм разрушения стали. Испытания на ударную вязкость CVN-образцов с усталостной трещиной и боковыми V-надрезами типа KCVN-PC-2S-ST/SM (трёхсторонний V-надрез с центральной трещиной) являются наиболее жёсткими.

Полученные вязкие характеристики низкотемпературного охрупчивания и разрушения жаропрочной стали ЭК-181 характеризуют её как конструкционный материал с хорошим уровнем устойчивости к низкотемпературному охрупчиванию (разрушению). При всех низких температурах (ниже T<sub>dbtt</sub>) наблюдается заметный уровень остаточной пластичности (не менее 3-5 Дж/см<sup>2</sup>).

#### ПОРОГОВЫЕ РЕЖИМЫ ДИНАМИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ

#### Мещеряков Ю. И

Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия ут38@mail.ru

#### Введение

Известно, что при квазистатических условиях нагружения окончательному разрушению твердого тела предшествует стадия скрытого разрушения, которую принято количественно характеризовать параметром «сплошности» [1] или «повреждаемости» [2]. Сходная проблема описания возникает и в условиях динамического разрушения материала. Так, в 70-х годах была разработана известная модель NAG (nucleation and growth), в которой также с позиций роста пор и трещин рассматривается динамическое разрушение в условиях тыльного откола. Недостатками известных теорий являются, во-первых, отсутствие конкретной физической интерпретации параметра повреждаемости и, во-вторых, отсутствие критериальной характеристики для этого параметра. В частности, процессы порообразования и трещинообразования моделируются на основе экспериментальных данных о состоянии структуры материала после нагружения, а откольное разрушение реализуется в материале, который испытал предварительное сжатие в волне нагрузки, так что его прочностные характеристики и состояние структуры не соответствуют исходным данным. В этой связи возникает потребность в такой динамической характеристике повреждаемости, которая бы отражала состояние материала и его дефектной структуры в реальном масштабе времени, т.е. непосредственно в процессе динамического сжатия материала.

#### Мезо-макро энергообмен

Специфика динамического деформирования заключается в том, что, в отличие от квазистатических условий деформирования и разрушения, в динамически деформируемом теле имеют дело не со статистически распределенными величинами смещений, пор, трещин и в конечном итоге «разрыхленностью» материала, а с распределением частиц деформируемой среды по скоростям. Это распределение количественно характеризуется средней массовой скоростью u(t), дисперсией  $D^2(t)$  и так называемым «дефектом скорости», который определяет величину энергии и импульса, затрачиваемых на стуктурообразование при ударном нагружении. Наличие распределения частиц по скоростям еще не означает образование дефектов структуры и зарождение несплошностей. Пульсации скорости, количественно характеризуемые дисперсией скорости частиц, представляют собой возбужденные состояния деформируемой среды, которые только при выполнении определенных условий могут трансформироваться в реальные дефекты структуры. Порог такой трансформации определяется условием [3]:

$$\left(\frac{D}{u}\frac{\dot{D}}{\dot{u}}\right) \ge 1.$$
(1)

Это условие утверждает, что переход материала в структурно-устойчивое состояние происходит тогда, когда скорость изменения дисперсии выше скорости изменения средней массовой скорости частиц среды. При этом коэффициент вариации D/u играет роль весового коэффициента. Это значит, что при больших абсолютных значениях дисперсии скорости для перехода в структурно-неустойчивое состояние требуется меньшая величина отношения скоростей  $\dot{D}/\dot{u}$ . Условие (1) экспериментально подтверждается для многих металлов и сплавов. Он определяет порог необратимой трансформации пульсаций массовой скорости в реальные дефекты структуры – полосы локализованного сдвига, ротации и др. структуры. Дисперсия скорости имеет тот же физический смысл, что релаксационный фактор, с помощью которого в работе [4] определен параметр повреждаемости при решении задачи о распространении стационарной волны разрушения. Вместе с тем, данная характеристика обладает пороговыми свойствами, которые могут быть перенесены и на параметр повреждаемости.

В динамически деформируемых гетерогенных средах между дефектом скорости и дисперсией выполняется следующее соотношение между дисперсией и дефектом скорости [3]:

$$\Delta u = \frac{1}{2} \frac{dD^2}{du} = D \frac{\dot{D}}{\dot{u}}$$
(2)

В том случае, если  $\dot{D} = \dot{u}$ , дефект скорости равняется вариации скорости:

$$\Delta u = D \,. \tag{3}$$

Равенство (3) отражает равновесный режим мезо-макро энергообмена, при котором вся энергия и импульс, передаваемые среде в процессе ударного нагружения, полностью расходуются на деформацию мезоуровня. В этом случае вся деформация на мезоуровне полностью определяется локальными смещениями, которые вызываются пульсациями массовой скорости. Такая ситуация близко напоминает так называемый «режим универсального статистического равновесия Колмогорова» в турбулентности. Этот режим предполагает, что взаимодействие между пульсациями скорости отсутствует и имеет место только вязкое взаимодействие со средой, в которой турбулентные вихри движутся. Таким образом, соотношение (3) определяет второй порог – переход в равновесный режим динамического деформирования. Как показывает эксперимент, именно в условиях равновесного режима реализуется максимальная для данного материала динамическая прочность [5].

Соотношение (2), связывающее дефект скорости и дисперсию, отражает текущий характер мезо-макро энергообмена. С другой стороны, смещения среды, вызываемые пульсациями скорости, имеют вполне конечные временной и пространственный масштабы. В случае динамического деформирования это означает, что на раскачку пульсаций скорости требуется некоторое время, которое определяется нелокальным характером процессов пластического деформирования. В такой ситуации, по аналогии с элементарным актом разрушения в механике разрушения, можно провести осреднение процесса мезо-макро энергообмена в следующем виде:

$$\int_{t-\tau}^{t} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial D^2}{\partial u}\right) ds \le \Delta u\tau , \qquad (4)$$

где  $\tau$  – это время осреднения, которое может рассматриваться как «инкубационное время» процесса мезо- макро энергообмена. Величина в правой части – это среднее смещение  $\Delta u \tau$ , которое создается пульсациями с дисперсией  $D^2$  за время  $\tau$ . В слу-

чае равновесного режима энергообмена, когда выполняется соотношение (3), критерий (4) преобразуется к виду:

$$\int_{t-\tau}^{t} D(s) ds \le \Delta U_{\kappa p} \tau \,, \tag{5}$$

где величина  $\Delta U_{\rm kp}$  – это критическое значение дефекта скорости, соответствующее элементарному смещению частиц среды  $\Delta U_{\rm kp}\tau$ . Умножив обе части соотношения (5) на акустический импеданс деформируемой среды  $\rho C_0$ , получим:

$$\rho C_0 \int_{t-\tau}^t D(s) ds \le \Delta \sigma \tau , \qquad (6)$$

где правая часть

$$\Delta \sigma \tau = \rho C_0 \Delta U \tau \tag{7}$$

 – это количество движения, передаваемое на деформируемому материалу в течение инкубационного времени.

Современные методы диагностики высокоскоростных процессов позволяют регистрировать одновременно три динамических характеристики, получаемых из временного профиля скорости свободной поверхности, – среднюю массовую скорость в волне нагрузки u(t), дисперсию массовой скорости  $D^2$ , как следствие скоростной неоднородности процесса динамического деформирования, и дефект массовой скорости  $\Delta u$ . [6]. Таким образом, пороговые характеристики динамической повреждаемости могут быть определены в реальном масштабе времени.

Работа выполняется при поддержке грантов РФФИ 08-02-00329 и 08-02-00304.

#### Список литературы

- 1. Л.М. Качанов. О времени разрушения в условиях ползучести. Изв. АН СССР. ОТН. 1958. С. 26-31.
- Ю.Н. Работнов. Механизм длительного разрушения. В кн.: Вопросы прочности материалов и конструкций. Изд-во АН СССР, 1959. С. 5-7.
- 3. Ю.И. Мещеряков. Об эволюционном и катастрофическом режимах динамического деформирования материалов. Доклады РАН. 2004, № 6, С. 177-182.
- 4. A.V. Kashtanov, Yu.I. Petrov, N. Pugno, A. Carpinteri. Dynamic fracture as a process of nonlinear damage wave propagation. Int. J. Fracture. 2008. V. 150 Pp. 227-240.
- 5. Ю.И. Мещеряков, С.А. Атрошенко, А.К. Диваков, Ю.Ф. Титовец, Н.С. Наумова. Откольная прочность высокопрочных сталей в ротационном режиме пластичности. Научно-технич. ведомости СПб ГПУ. 2009, С. 95-99.
- 6. Yu.I. Mescheryakov, A.K. Divakov. Kinetics of microstructure and strain-rate dependence of materials. Dymat Journal. 1994. V.1, No 4, Pp. 271-278.

## СТРУКТУРА И СВОЙСТВА СПЛАВА В95 ПРИ РАЗНЫХ МЕТОДАХ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

## Ширинкина И. Г., Петрова А. Н., Бродова И. Г., Антонова О. В., Пилюгин В. П.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия shirinkina@imp.uran.ru

Проблема измельчения структуры и улучшения свойств промышленных алюминиевых сплавов остается актуальной, несмотря на большое число исследований в этой области.

В данной работе для этих целей применялись два метода интенсивной пластической деформации: метод кручения в наковальнях Бриджмена (КГД), который позволил реализовать сверхвысокие степени деформации (e = 4, 1-6, 9), и метод динамического канально-углового прессования (ДКУП), при котором достигаются сверх высокие скорости деформации ( $V = 10^3 - 10^5 \text{ c}^{-1}$ ).

Интенсивной пластической деформации подвергались алюминиевые сплавы АМц и В95, взятые в горячепрессованном и отожженном состоянии с размером субзерен 2 мкм.

Массивные образцы из сплава B95 диаметром 14 и длиной 80 мм были нагружены по схеме, подробно описанной в [1]. Скорость движения образцов через каналы составляла 150-300 м/с, угол пересечения каналов равнялся 90<sup>0</sup>, число циклов варьировалось от 1 до 4, использовался маршрут Bc.

В результате КГД было получено нанокристаллическое состояние (НК) материалов, а в результате ДКУП сформировалась ультрамикрокристаллическая (УМК) структура.

Методами сканирующей и просвечивающей микроскопии изучено влияние числа оборотов (n = 1-15) на размерность структурных характеристик, фазовый состав и твердость сплава В95. В частности, при увеличении числа оборотов с 1 до 10 размер структурных элементов уменьшается со 190 до 50 нм.

Установлено, что при всех степенях деформации фрагментация структуры до наноуровня происходит за счет изгиба кристаллической решетки и ротационных мод деформации, приводящих к разбиению субзёренной структуры и превращению дислокационных малоугловых границ, разделяющих исходные субзёрна в большеугловые границы.

Таким же механизмом происходит образование УМК структуры в сплаве В95 в процессе ДКУП.

На основании анализа темнопольных изображений измерены количественные характеристики структурных составляющих сплава и показано, что во всём исследованном интервале параметров ДКУП формируется дисперсная структура со средним размером фрагментов 250-200 нм. Образование большого количества большеугловых границ подтверждает микродифракционная картина кольцевого типа с большим количеством дискретных точечных рефлексов. Методами ПЭМ показано, что границы фрагментов размыты, а неоднородный контраст внутри фрагментов указывает на высокий уровень внутренних напряжений. Оценка дислокационной структуры и картин микродифракции позволила заключить, что в результате ДКУП образование УМК структуры с большеугловыми неравновесными границами в сплаве B95 происходит вследствие кристаллографического сдвига, осуществляемого перемещением решёточных дислокаций, и некристаллографического сдвига при перемещении зёрнограничных дислокаций.

Благодаря высокому твердорастворному упрочнению исходной Al матрицы и наличию дисперсных упрочняющих фаз, доминирующим механизмом релаксации

упругой энергии с ростом степени деформации остаётся фрагментация, а динамическая рекристаллизация отсутствует.

Иная картина наблюдается в термически неупрочняемом сплаве АМц, исходная твердость которого в два раза ниже. Было установлено, что при V < 150 м/с происходит деление полосовой структуры на деформационные, промежуточные и микрополосы, состоящие из субзерен, разделенных малоугловыми границами.

С ростом V и числа проходов осуществляется дробление микрополос на части за счет образования полос сдвига, наблюдается увеличение доли большеугловых границ и формируется смешанная структура.

При V > 300 м/с и N > 4 происходит дальнейшая эволюция структуры, а именно, сокращается число решеточных и зернограничных дислокаций, появляются четкие контуры экстинкции на границах зерен, т.е. проявляются все признаки динамического возврата и динамической рекристаллизации по непрерывному механизму. В результате этих процессов в материале формируется УМК структура, состоящая из кристаллитов, размером 350–400 нм.

Следовательно, релаксация упругой энергии при ДКУП в термически неупрочняемом сплаве АМц осуществляется двумя механизмами – фрагментацией или динамической рекристаллизацией, а в высокопрочном сплаве В95 – только фрагментацией.

Образование НК и УМК в алюминиевых сплавах отразилось и на их свойствах. Так, твердость УМК сплава после ДКУП превышает исходную твердость по Бринеллю в 1,6 раза, а НК сплав В95 после КГД имеет твердость еще в 2,5 раза выше.

Механические свойства плоских образцов определялись при комнатной температуре на разрывной машине "ZWICK/Roell Z050" при скорости деформации 10<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup>. Установлено, что свойства сплава АМц, подверженного ДКУП, значительно выше исходных значений. В частности, временное сопротивление разрыву  $\sigma_B$  соответствует  $\sigma_B$  в нагартованном состоянии, а пластичность в два раза превышает соответствующий параметр. Такое сочетание достаточной прочности ( $\sigma_B = 255$  МПа) и хорошей пластичности ( $\delta = 14\%$ ) открывает широкие возможности для использования этого материала на практике.

В УМК сплаве В95 временное сопротивление разрыву повышается на 30%, а предел текучести в 2 раза по сравнению с исходным состоянием. Анализ изломов, выполненный на СЭМ "Quanta-200", свидетельствует о вязком характере разрушения этого УМК материала.

Таким образом, в результате высокоскоростной деформации, при малом числе циклов прессования получены промышленные алюминиевые сплавы с размером зерна 200-400 нм и повышенными механическими характеристиками.

Работа выполнена по теме РАН, частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №08-03-00106) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физика сильно сжатого вещества» (проект № 09-17-2-1017).

#### Список литературы

1. I.G. Brodova, I.G. Shirinkina, O.V. Antonova, E.V. Shorokhov, I.I. Zhgilev Formation of a submicrocrystalline structure upon dynamic deformation of aluminum alloys // Materials Science and Engineering A 503. 2009. pp. 103-105.

## КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ В ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ НАНОПРОВОЛОКАХ НЕОДНОРОДНОГО СОСТАВА

Гуткин М. Ю.,<sup>1, 2</sup> Панпурин С. Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем машиноведения РАН, С.-Петербург, Россия, <sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия gutkin@def.ipme.ru; ser\_pan@mail.ru

Изучение структуры и свойств наноразмерных твердых тел относится к числу наиболее приоритетных направлений современного физического материаловедения. Пентагональные наночастицы и нанопроволоки, которые наиболее ярко демонстрируют отличие наноразмерных тел от обычных макроскопических, исследуются уже с 60-тых годов прошлого века [1,2]. Тем не менее, до полного понимания физических механизмов развития их структуры в процессе роста и взаимодействия с внешней средой пока еще очень далеко. В частности, большой интерес вызывают механизмы

релаксации собственных упругих напряжений в пентагональных нанопроволоках по мере увеличения их размера и трансформации в нанопроволоки с обычной кристаллической структурой [1,3]. Для пентагональных нанопроволок однородного состава такие механизмы хорошо известны и изучены. Однако значительную долю в производстве подобных структур составляют пентагональные нанопроволоки, полученные из металлических сплавов или твердых растворов полупроводников [2]. Неоднородность их атомного состава позволяет предположить возможность проявления других механизмов релаксации собственных напряжений, в частности, образования выделений второй фазы (квантовых точек), упругие поля которых частично компенсируют собственные напряжения в пентагональных нанопроволоках. Целью данной работы является анализ условий,



**Рис. 1.** Цилиндрическое включение длиной *h* в пентагональной нанопроволоке.

необходимых для образования квантовой точки (далее – включения конечной длины) в неоднородной по составу пентагональной нанопроволоке.

В качестве модели пентагональной нанопроволоки возьмем бесконечный цилиндр радиусом R (рис. 1), на оси которого находится положительная клиновая дисклинация мощностью + $\omega$  [1,3]. Для упрощения задачи представим включение в виде цилиндра конечной длины h и радиуса  $R_0$ . Несоответствие параметров решетки включения и матрицы смоделируем равномерным распределением виртуальных круговых призматических дислокационных петель радиуса  $R_0$  по боковой поверхности включения, которое обеспечит однородную собственную осевую деформацию  $\varepsilon^*$ [4]. Таким образом  $\varepsilon^* = \rho b$ , где  $\rho$  – плотность распределения петель вдоль оси z, b – бесконечно малый вектор Бюргерса отдельной виртуальной дислокации.

Изменение энергии системы при образовании включения представим в виде:

$$\Delta W = W_{inc} + W_{int}, \qquad (1)$$

где  $W_{inc}$  – собственная упругая энергия включения,  $W_{int}$  – энергия упругого взаимодействия дисклинации и включения. Собственную энергию включения можно записать как суммарную работу по зарождению петель виртуальных дислокаций в поле упругого напряжения включения  $\sigma_{zz}(r, z)$  по формуле:
$$W_{inc} = \int_{0}^{h} \rho \left( \frac{b}{2} \int_{0}^{2\pi} d\theta \int_{0}^{R_{0}} \sigma_{zz}(r, z) r dr \right) dz = \pi \varepsilon * \int_{0}^{h} dz \int_{0}^{R_{0}} \sigma_{zz}(r, z) r dr .$$
(2)

Здесь выражение в скобках представляет собой работу по зарождению петли виртуальной дислокации, залегающей в поперечном сечении z. Напряжение  $\sigma_{zz}(r,z)$  получено в работе [4]. Подставляя его в (2) и интегрируя, получаем упругую энергию включения:

 $W_{inc} = 2\pi^2 D \ (\epsilon^*)^2 R_0^3 \ w(h, R, R_0),$  (3) где  $D = \mu/[2\pi(1-\nu)], \ \mu$  – модуль сдвига,  $\nu$  – коэффициент Пуассона, а  $w(h, R, R_0)$  – безразмерная функция геометрических параметров системы (последняя довольно громоздка и здесь не приводится из-за недостатка места).

Энергия взаимодействия включения с дисклинацией выражается формулой [3]:

$$W_{int} = 2\pi \nu D\omega \varepsilon * h R_0^2 \ln \frac{R_0}{R}.$$
 (4)

Итак, оба слагаемых изменения энергии  $\Delta W$  определены. На рис. 2 показаны карты изменения энергии  $\Delta W$  в пространстве параметров  $s = R_0 / R$  и  $\tilde{h} = h / R_0$  при  $\varepsilon^* = 0.02$ . Жирной стрелкой отмечена оптимальная кривая роста включения. Как видно, при таком  $\varepsilon^*$  оптимальной формой включения является тонкий диск с параметрами ( $s_{opt} \approx 0.47, \tilde{h}_{opt} \approx 0.67$ ). Расчеты показывают что по мере увеличения  $\varepsilon^* =$ 



**Рис. 2.** Изменение энергии системы  $\Delta W$ при образовании включения в зависимости от его радиуса и длины при  $\varepsilon^* = 0.02$ . Значения энергии даны в единицах  $\pi^2 D R^3 \ 10^{-6}$ .

показывают, что по мере увеличения  $\varepsilon^* = 0.02$  от 0.02 до 0.05 меняется характер кривой роста включения. На ранних стадиях рост включения происходит синхронно по радиусу и высоте, а затем возможно три варианта: продолжение роста по высоте и сжатие по радиусу ( $\varepsilon^* = 0.02$ ); продолжение синхронного роста ( $\varepsilon^* = 0.03$ ); продолжение роста по радиусу и сжатие по высоте ( $\varepsilon^* = 0.05$ ).

При анализе оптимальной формы включения для различных значений  $\varepsilon^*$  (0.015 – 0.1) были получены следующее результаты: при малых значениях  $\varepsilon^*$  ( $\approx$  0.02) преобладает рост вдоль оси цилиндра, а при больших ( $\approx$  0.1) – вдоль радиуса; в широком диапазоне изменений  $\varepsilon^*$  конечный радиус включения почти не меняется, в то время как высота меняется почти на порядок.

Полученные результаты справедливы в том случае, если можно пренебречь вкладом энергии границы раздела включения и матрицы в изменение энергии системы. Для более полного описания необходимо учесть этот вклад, что можно сделать, добавив к изменению энергии системы слагаемое

$$W_{surf} = 2\pi\gamma R_0^2 (1+\tilde{h}) \quad , \tag{5}$$

где *γ* – удельная поверхностная энергия границы раздела (рассмотрен изотропный случай).

На рис. З представлена зависимость изменения энергии системы с учетом вклада (5) от отношения  $s = R_0 / R$  для различных значений приведенной удельной энергии границы  $g = \gamma \pi / (DR)$  при  $\varepsilon^* = 0.02$  и  $\tilde{h} = 0.5$ . Как видно, при достаточно высоких значениях параметра g (здесь при  $g \ge 2 \cdot 10^{-5}$ ) изменение энергии системы

оказывается положительным, и, следовательно, образование включения невозможно. При средних значениях g (здесь при  $10^{-6} < g < 2 \cdot 10^{-5}$ ) в области малых s возникают энергетические барьеры, препятствующие свободному зарождению включения. Если же включение зародилось, то оно может свободно дорасти до некоторого равновесного радиуса (при заданных  $\varepsilon^*$  и  $\tilde{h}$ ), тем большего, чем меньше g. При малых значениях g (здесь при  $g \le 10^{-6}$ ) вклад энергии границы раздела (5) становится незначительным, барьер практически исчезает, и мы возвращаемся к ситуации, представленной на рис. 2. Следует отметить, что параметр g уменьшается с увеличением радиуса нанопроволоки R.



**Рис. 3.** Изменение энергии системы с учетом вклада энергии энергии границы раздела в зависимости от *s* для различных значений параметра *g*. Значения энергии даны в единицах  $\pi^2 DR^3 10^{-6}$ . На вставке представлен вид кривых при малых значениях *s*.

Таким образом, формирование включения (квантовой точки) может служить механизмом релаксации напряжений в пентагональной нанопроволоке, причем при малой энергии границы раздела включение-матрица этот механизм не требует термической активации из-за отсутствия энергетического барьера. Если же энергия границы раздела велика, то возможность образования включения будет определяться кинетикой процесса, которая требует специального рассмотрения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-00304-а).

#### Список литературы

- 1. V.G. Gryaznov, J. Heydenreich, A.M. Kaprelov, S.A. Nepijko, A.E. Romanov, J. Urban. Cryst. Res. Technol. 34 (1999) 1091.
- H. Hofmeister. In: H.S. Nalwa (ed.), Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology, Vol. 3, Stevenson Ranch, American Scientific Publishers, 2004, p. 431.
- 3. А.Л. Колесникова, А.Е. Романов. Письма в ЖТФ 33 (2007) 73.
- К.В. Кузьмин, М.Ю. Гуткин, А.Г. Шейнерман. В кн.: Материалы лучших докладов Всероссийской межвузовской научной конференции студентов и аспирантов, 24-29 ноября 2008 г. СПб, Изд-во политехн. ун-та, 2009, с. 53.

## МИКРОМЕХАНИКА ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЯ НАНОТРУБОК ПРИ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИИ КЕРАМИЧЕСКИХ НАНОКОМПОЗИТОВ

Гуткин М. Ю.<sup>1, 2</sup>, Овидько И. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем машиноведения РАН, С.-Петербург, Россия, <sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия gutkin@def.ipme.ru

Создание керамических нанокомпозитных объемных материалов и покрытий, обладающих чрезвычайно высокими показателями прочности, твердости и износостойкости, является одним из наиболее перспективных направлений развития нанотехнологий [1,2]. В рамках этого направления за последние годы разработано новое поколение нанокомпозитов, упрочненных углеродными нанотрубками и нацеленных на широкое практическое применение [3,4]. Внедрение углеродных нанотрубок в керамическую матрицу приводит к значительному повышению твердости, прочности, модуля Юнга, вязкости разрушения и износостойкости. Особый интерес вызвало резкое (до 300%) увеличение вязкости разрушения некоторых керамических нанокомпозитов после их упрочнения углеродными нанотрубками [5–7]. Эти работы послужили стимулом к изучению возможных микромеханизмов замедления роста трещин в таких материалах. Хорошо известно [8], что основные механизмы повышения вязкости разрушения, связанные с присутствием в нанокомпозите углеродных нанотрубок, – это разрывы нанотрубок, их выдергивание из матрицы, связывание нанотрубками берегов трещины (бриджинг) и отклонение трещины. Авторы недавней работы [9] обращают особое внимание на такие факторы как многонаправленность «мостиков» и «якорей», образованных разнонаправленными углеродными нанотрубками, которые соединяют берега трещины и не позволяют им расходиться, на роль границы раздела между нанотрубкой и матрицей, а также на присутствие тройных стыков нанотрубок (У-нанотрубок).

В недавних работах [10-12] были предложены теоретические модели, описывающие проскальзывание обычных и Y-нанотрубок как микромеханизм релаксации упругой энергии вблизи трещин в керамических нанокомпозитах. Предполагалось, что проскальзывание нанотрубки происходит путем зарождения и скольжения призматической круговой дислокационной петли по границе между нанотрубкой и матрицей. Рассмотрим кратко основные положения и результаты анализа этих моделей.

Модель проскальзывания обычной нанотрубки [10,11] показана на рис. 1 (*a*). Локальное проскальзывание нанотрубки с внешним радиусом R и толщиной стенки h на участке границы длиной p+b осуществляется путем зарождения и скольжения по границе на расстояние p призматической круговой дислокационной петли с вектором Бюргерса b. Зарождение петли вызывается действием локального сдвигового напряжения  $\tau$ , как реакции системы на попытку выдернуть нанотрубки и матрицы силой F. В рамках модели предполагалось, что материалы нанотрубки и матрицы упруго-изотропны и характеризуются соответственно модулями сдвига  $G_1$ ,  $G_2$  и коэффициентами Пуассона  $v_1$ ,  $v_2$ . Поскольку для определения критических условий зарождения дислокаций обычно достаточно анализа ситуации непосредственно вблизи точки зарождения, локальное напряжение  $\tau$  считалось там постоянным. В частном случае R >> h близость внутренней свободной поверхности нанотрубки к линии дислокационной петли обеспечивает более существенную экранировку упругих полей петли, чем сама петлевая форма дислокации. Это означает, что можно от

объемной граничной задачи теории упругости для дислокационной петли перейти к плоской граничной задаче о прямолинейной дислокации [рис. 1(b)]. При таких допущениях были рассчитаны энергетические характеристики скольжения петли и критическое напряжение, необходимое для ее безбарьерного зарождения. Согласно результатам [10,11], зарождение и скольжение таких петель становятся энергетически выгодными и реализуются без преодоления энергетического барьера при достаточно высоких, но реальных критических значениях локальных сдвиговых напряжений вблизи берегов растущей трещины. Показано, что такое критическое напряжение увеличивается с ростом отношения модулей сдвига матрицы и нанотрубки, а в широком интервале изменения этого отношения – с ростом толщины стенки нанотрубки.



**Рис. 1.** (*a*) Проскальзывание нанотрубки по границе с матрицей в процессе разрушения керамического нанокомпозита за счет зарождения на поверхности трещины и скольжения вдоль границы круговой призматической дислокационной петли. (*b*) Приближенная модель для расчета погонной упругой энергии дислокационной петли в случае тонкостенной нанотрубки: прямолинейная краевая дислокация с вектором Бюргерса *b* на границе у края тонкого слоя (стенки нанотрубки) и полубесконечной подложки (матрицы) под действием локального сдвигового напряжения  $\tau$ . Притяжение дислокации к поверхности трещины моделируется с помощью дислокации изображения с вектором Бюргерса –*b*.

Предположим теперь, что скользящая по границе между нанотрубкой и матрицей дислокационная петля встречает тройной стык нанотрубок [рис. 2(*a*)]. Пусть для простоты нанотрубки имеют одинаковое сечение и соединены под прямым углом. Чтобы преодолеть место стыка нанотрубок и скользить дальше, петля должна изменить свою форму – сначала из окружности превратиться в сложную пространственную петлю, охватывающую участки поверхности обеих нанотрубок, а потом – в две замкнутые круговые петли, одну (призматическую) вокруг «вертикальной» трубки, а другую (петлю скольжения) вокруг «горизонтальной» трубки. После этого призматическая петля сможет продолжить свое скольжение вдоль «вертикальной» трубки, а петля скольжения останется вокруг «горизонтальной» трубки и будет играть роль дополнительного стопора для новых призматических петель, скользящих вдоль «вертикальной» трубки. Такой механизм преодоления стыка двух трубок аналогичен механизму Орована обхода дислокациями выделений в плоскости скольжения.

При допущениях, аналогичных использованным при решении предыдущей задачи, удается рассчитать и исследовать изменение энергии системы в процессе изменения формы дислокационной петли и перемещения ее участков в месте стыка трубок [12]. В результате было показано, что для преодоления петлей тройного стыка действующее на петлю сдвиговое напряжение должно превысить некоторый критический уровень. При этом критическое напряжение увеличивается по мере уменьшения радиуса и толщины стенки нанотрубок [рис. 2(b)], откуда сделан вывод, что тройные стыки тоньчайших нанотрубок, таких, например, как однослойные углеродные нанотрубки, должны приводить к наибольшему упрочнению и повышению трещиностойкости нанокомпозитов. Этот вывод хорошо согласуется с результатами экспериментов [5-7].



**Рис. 2.** (*a*) Схема огибания скользящей призматической дислокационной петлей с вектором Бюргерса *b* области стыка нанотрубок. На разрезах справа показано изменение конфигурации дислокационной петли на участках h < y < R, y = R и R < y < 2R - h (снизу вверх). (b) Зависимость критического напряжения  $\tau_c$  от приведенного радиуса трубки R/b при  $\Gamma = G_2/G_1 = 0.1$  и разных значениях приведенной толщины стенки трубки h/b = 2, 5 и 10 (сверху вниз). На вставке показана та же зависимость при  $\Gamma = 0.1$  и h/b = 2 в области относительно малых значений R/b.

На основе результатов [10-12] можно заключить, что самые тонкие ветвящиеся нанотрубки наиболее эффективны для упрочнения нанокерамик.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 08-01-00225-а и 08-02-00304-а) и Программы Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

#### Список литературы

- 1. C.C. Koch, I.A. Ovid'ko, S. Seal, S. Veprek, Structural Nanocrystalline Materials: Fundamentals and Applications, Cambridge University Press, Cambridge, 2007.
- 2. Swiderska-Sroda, G. Kalisz, B. Palosz, N. Herlin-Boime. Rev. Adv. Mater. Sci. 18 (2008) 422.
- 3. E.T. Thostenson, Z. Ren, T.W. Chou. Compos. Sci. Technol. 61 (2001) 1899.
- 4. J. Cho, A.R. Boccaccini, M.S.P. Shaffer. J. Mater. Sci. 44 (2009) 1934.
- 5. G.D. Zhan, J.D. Kuntz, J. Wan, A.K. Mukherjee. Nature Mater. 2 (2003) 38.
- 6. J.D. Kuntz, G.D. Zhan, A.K. Mukherjee. MRS Bull. 29 (2004) 22.
- 7. G.D. Zhan, A.K. Mukherjee. Rev. Adv. Mater. Sci. 10 (2005) 185.
- 8. J. Ning, J. Zhang, Y. Pan, J. Guo. Mater. Sci. Eng. A 357 (2003) 392.
- 9. K. Balani, T. Zhang, A. Karakoti, W.Z. Li, S. Seal, A. Agarwal. Acta Mater. 56 (2008) 571.
- 10. М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько. ФТТ 50 (2008) 1970.
- 11. M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. Scr. Mater. 59 (2008) 414.
- 12. M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. Scr. Mater. 61 (2009) 1149.

## ЭВОЛЮЦИЯ АНСАМБЛЯ ПОР И МИКРОТРУБОК В ПРОЦЕССЕ ВЫРАЩИВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ КАРБИДА КРЕМНИЯ

## Аргунова Т. С.<sup>1, 2</sup>, Гуткин М. Ю.<sup>3, 4</sup>, Je J. H.<sup>2</sup>, Мохов Е. Н.<sup>1</sup>, Нагалюк С. С.<sup>1</sup>, Hwu Y.<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия, <sup>2</sup> Pohang University of Science and Technology, Pohang, Korea, <sup>3</sup> Институт проблем машиноведения РАН, С.-Петербург, Россия, <sup>4</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия,

<sup>5</sup> Institute of Physics, Academia Sinica, Nankang, Taipei, Taiwan, China.

Современные технологии выращивания объемных монокристаллов карбида кремния (SiC) позволяют получать материал с высоким качеством структуры. Плотность дислокационных микротрубок в лучших промышленных пластинах 4H-SiC диаметром 10 см не превосходит  $0.7 \text{ см}^{-2}$  [1]. Однако дальнейшее снижение плотности этих «дефектов-убийц приборов» остается серьезной проблемой. Другая актуальная задача, однозначное решение которой не найдено до сих пор, - это контролируемое получение нужного политипа SiC в виде монокристалла. Политипная неустойчивость, формирование дислокаций и микротрубок представляют собой явления, тесно связанные в процессе роста кристаллов SiC. Дислокации возникают одновременно с формированием включений других политипов (ВДП); однако их плотность падает, когда исходный политип восстанавливается [2]. Микротрубки группируются по границам ВДП и сливаются, образуя поры [3-5]. В свою очередь поры с остаточным дислокационным зарядом могут порождать микротрубки [6]. Эволюция пор, дислокаций и микротрубок, их взаимодействие и трансформация – это сложные явления, требующие детального исследования. В данной работе эти явления изучались с помощью рентгеновской фазовой микроскопии в белом синхротронном излучении.

Эксперименты проводились на станции Рентгеновская микроскопия (7В2) источника синхротронного излучения Pohang Light Source в г. Поханге, Корея. Идентификация ВДП осуществлялась методом фотолюминесценции. Кристалл 6H-SiC был выращен сублимационным сэндвич-методом [7] при температуре 2200° С со скоростью 300 мкм/ч. Кристалл легировался атомами азота и бора (~10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>). Из були вырезали шесть пластин перпендикулярно оси роста [0001] и отполировали с обеих сторон. Ближайшей к затравке пластине присвоили № I, следующей – № II, и последней по направлению роста – № VI. Соответствие ориентаций кристаллических решеток пластин устанавливалось по лауэграммам. Эволюция дефектов изучалась в пределах одной и той же области наблюдения в каждом из образцов I-VI.

В пластине I наблюдалась самая высокая концентрация дефектов структуры – пор, ВДП типа 4H-SiC и микротрубок. В пластине II включения 4H-SiC трансформировались в исходный политип 6H-SiC; при этом количество микротрубок и пор уменьшилось. На рис. 1(*a*) можно видеть наложение рентгеновских микроизображений пор в пластинах I и II. В пределах области наблюдения в пластине I было обнаружено 13 пор, тогда как дальше по направлению роста в этом месте осталось только 9 пор. Следует отметить, что поры заметно изменили свою форму. В то же время количество микротрубок в пластине II стало меньше, чем в пластине I.

В пластине III количество пор стало еще меньше: 2 против 9 в пластине II (рис. 2). Однако теперь на рис. 2(a) можно видеть появление новых микротрубок, которые отклоняются от направления роста, взаимодействуют между собой и объединяются в группы. Отметим, что изображения этих микротрубок отсутствуют в области наблюдения на рис. 1(a).



**Рис. 1.** (*a*) Наложение фазово-контрастных изображений пор в пластинах I и II. (*b*) Схема, показывающая уменьшение количества пор в пластине II (9 пор закрашены черным цветом и пронумерованы от II-1 до II-9) по сравнению с пластиной I (13 пор закрашены белым цветом).



**Рис. 2.** Наложение изображений пор в пластинах II и III (*a*) и схема (*b*); микротрубки на снимке (*a*) обозначены как МТ.

В следующих по направлению роста пластинах IV-VI поры отсутствовали. В то же время эти образцы содержали микротрубки, распределение которых было неоднородным: микротрубки группировались в определенных местах.



**Рис. 3.** Микротрубки в пластине VI. (*a*) Схема пластины, где скопления микротрубок отмечены белыми квадратами. (*b*) Фазово-контрастное изображение микротрубок, расположенных в пределах квадрата 1.

Таким образом, появление ВДП на начальной стадии роста сопровождается формированием дислокаций [2], пор и микротрубок [3-6]. По мере роста поры зарастают, а плотность микротрубок изменяется, то уменьшаясь (микротрубки поглощаются порами [3-5]), то увеличиваясь.

Увеличение плотности микротрубок по мере зарастания пор можно объяснить с помощью простой теоретической модели (рис. 4). На поверхности кристалла вокруг поры всегда имеется множество ступенек. Если при обходе вокруг поры количество ступенек, ведущих «наверх», совпадает с количеством ступенек, ведущих «вниз», то такая пора не содержит винтовую дислокацию. Если же это равенство не выполняется, то в поре находится винтовая дислокация с вектором Бюргерса, равным по величине разности между суммарными длинами ступенек «наверх» и «вниз». Рассмотрим, например, изначально бездислокационную пору сложной формы, имеющую во-

гнутые участки границы. Зарастание такой поры может начаться с образования перемычек (мостиков) между этими участками, которые делят исходную пору на две. Если при этом количество ступенек «наверх» и «вниз» при обходе новых пор будет разным, то эта разность либо будет компенсироваться высокой разностной ступенькой на перемычке между новыми порами [рис. 4(а)], либо, в случае более вероятной гладкой поверхности тонкой перемычки, породит диполь винтовых дислокаций [рис. 4(b)]. Эти дислокации расположатся в своих порах и соединятся между собой отрезком краевой дислокации, проходящим «под» перемычкой. В этом случае получится полупетля супердислокации, из которой затем по мере роста кристалла разовьется диполь микротрубок. (Аналогичный механизм зарождения винтовых дислокаций на включениях другой фазы был впервые предложен Черновым [8] и адаптирован Дадли и др. [9] к случаю SiC.) Если исходная пора вытянута вдоль фронта роста кристалла, как большинство пор на рис. 1 и 2, то в процессе своего зарастания она может породить достаточно много микротрубок чередующихся знаков. Подобные плотные ансамбли микротрубок видны на рис. 2 и 3.



Рис. 4. Образование (a) ступенчатой или (b) гладкой перемычки между вогнутыми участками исходной поры. В случае (a) разделение поры на две сопровождается образованием ступеньки высотой b. В случае (b)образуется полупетля супердислокации с вектором Бюргерса **b**.

Таким образом, ВДП не только стимулируют массовое зарождение дислокаций и микротрубок, но одновременно и служат для них стоками. Группируясь на границах ВДП, микротрубки превращаются в протяженные поры. Как только прекращается рост ВДП, плотность пор значительно снижается за счет их превращения в микротрубки. По мере роста плотность микротрубок также уменьшается в результате их аннигиляции и залечивания. Способом понижения плотности дефектов является подавление образования ВДП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-00304-а).

#### Список литературы

- 1. St.G. Müller, M. Brady, A. Burk, et al., Superlattices and Microstructures 40 (2006) 195.
- 2. N. Ohtani, M. Katsuno, H. Tsuge, et al., J. Cryst. Growth 286 (2006) 55.
- 3. M.Yu. Gutkin, A.G. Sheinerman, T.S. Argunova, et al., J. Appl. Phys. 100 (2006) 093518.
- 4. M.Yu. Gutkin, A.G. Sheinerman, T.S. Argunova, et al., Phys. Rev. B 76 (2007) 064117.
- 5. M.Yu. Gutkin, A.G. Sheinerman, M.A. Smirnov, T.S. Argunova, et al. J. Appl. Phys. 106 (2009) 123515.
- 6. T. Kuhr, E. Sanchez, M. Skowronski, et al. J. Appl. Phys. 89 (2001) 4625.
- 7. Yu.A. Vodakov, A.D. Roenkov, M.G. Ramm, et al., Phys. Status Solidi B 202 (1997) 177.
- 8. A.A. Chernov, Contemp. Phys. 30 (1989) 251.
- 9. M. Dudley, X.R. Huang, W. Huang, et al., Appl. Phys. Lett. 75 (1999) 784.

## ПРЕДОТВРАЩЕНИЕ РАСТРЕСКИВАНИЯ В СТРУКТУРАХ Ge/Si, СФОРМИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ПРЯМОГО СРАЩИВАНИЯ

# Аргунова Т. С.<sup>1, 2</sup>, Гуткин М. Ю.<sup>3, 4</sup>, Костина Л. С.<sup>1</sup>, Грехов И. В.<sup>1</sup>, Белякова Е. И.<sup>1</sup>, Је Ј. Н.<sup>2</sup>

 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия,
 <sup>2</sup> Pohang University of Science and Technology, Pohang, Korea,
 <sup>3</sup> Институт проблем машиноведения РАН, С.-Петербург, Россия,
 <sup>4</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, C.-Петербург, Россия,
 gutkin@def.ipme.ru

Гетероструктуры Ge/Si находят все более широкое применение в производстве микро-, опто и наноэлектронных приборов: фотодетекторов, солнечных элементов и полевых транзисторов [1-3]. При изготовлении этих гетероструктур методом эпитаксиального роста Ge на Si основной проблемой являются дислокации несоответствия и прорастающие дислокации, образование которых служит механизмом релаксации напряжений несоответствия. Полное решение этой проблемы пока не найдено. Альтернативным методом получения гетероструктур является прямое сращивание кристаллов [4]. Технология прямого сращивания все чаще используется там, где эпитаксиальные методы не могут обеспечить получение высококачественных композиций с пониженной плотностью дефектов. Существенное преимущество этой технологии в том, что дислокации не распространяются от интерфейса в объем гетероструктуры [5]. Для изготовления тонких слоев при этом используют метод "smart-cut" [6] или химико-механическую полировку. Однако как эпитаксия, так и сращивание сопровождаются появлением остаточных термических напряжений, вызывающих зарождение дислокаций и/или микротрещин. В данной работе мы исследуем термические напряжения в структурах Ge/Si, сформированных прямым сращиванием пластин Ge и Si, предлагаем способ снижения этих напряжений и демонстрируем изготовление сплошного интерфейса Ge/Si.

Структуры Ge/Si были сформированы прямым сращиванием [5] зеркальнополированных поверхностей пластин *n*-Ge (111) и *n*-Si (111) диаметром 30 мм и толщиной 0.5 мм. После обработки [7] пластины были приведены в контакт в деионизованной воде, высушены и отожжены на воздухе при температуре 95-100° С в течение 4 ч. под давлением 0.5 кГ/см<sup>2</sup> и в аргоне при 800° С в течение 2 ч. Для исследования структурного совершенства интерфейса использовались методы синхротронной фазовой радиографии [8] и сканирующей электронной микроскопии (SEM). Синхротронные исследования проводились на станции 7В2 источника Pohang Light Source в г. Поханг, Корея.

Толщина пластины Ge после сращивания уменьшалась химико-механической полировкой. Было обнаружено, что термические напряжения вызывают образование трещин при  $h_{\text{Ge}} \leq 0.5 h_{\text{Si}}$ , где h – толщина пластин [рис. 1(a)]. Для уменьшения напряжений в структурах Ge/Si, перед сращиванием на поверхность пластины Si методом фотолитографии наносился искусственный рельеф в виде ортогональной сетки канавок шириной 50 и глубиной 0.3-0.5 мкм. Период рельефа составлял 250 мкм.

Для расчета и анализа термических напряжений в структурах Ge/Si с искусственным рельефом и без него была построена теоретическая модель двухслойной структуры Ge/Si, полученной прямым сращиванием пластины Ge с пластиной Si, имеющей регулярный поверхностный рельеф в виде ортогональной системы непрерывных прямых канавок прямоугольного сечения, см. рис. 2(a).



**Рис. 1.** (*a*) Синхротронное фазово-радиографическое изображение пластины Ge, которую прирастили к гладкой пластине Si. Можно видеть образование микротрещин. (*b*) SEM изображение поперечного среза структуры Ge/Si с рельефным интерфейсом, демонстрирующее отсутствие трещин. Оба снимка сделаны при  $h_{Ge} = 0.5h_{Si}$ .



**Рис. 2.** (*a*) Модель двухслойной структуры Ge/Si, полученной прямым сращиванием с использованием искусственного рельефа. (*b*) Дислокационная модель распределения остаточных упругих напряжений в такой структуре. (*c*) Распределение остаточного напряжения  $\sigma_{yy}$  в пластине Ge при условии  $h_2$ (Ge) <<  $h_1$ (Si). Цифрами на кривых показаны значения координаты *x* (расстояния в микронах до свободной поверхности), для которой эти кривые были построены. В аналогичной системе без рельефа  $\sigma_{yy}$  приблизительно постоянно по толщине пластины и равно 0.37 GPa.

Толщины сращиваемых пластин равны  $h_1$  (Si) и  $h_2$  (Ge), ширина канавок – 2l, расстояние между ними – L, глубина канавок много меньше их ширины. Уровень средних остаточных напряжений в пластине Ge должен периодически меняться от области I (над канавкой) к области II (между канавками). Покажем это на примере модели [рис. 2(b)], в которой роль канавок играют ряды виртуальных краевых дислокаций. Для простоты рассмотрим периодическую систему бесконечных однонаправленных канавок, вытянутых вдоль оси z. Наличие канавки на отрезке  $-l \le y \le l$  границы x = 0 означает отсутствие там контакта и связи между пластинами Ge и Si. С другой стороны, хорошо известно, что остаточные термические напряжения можно моделировать с помощью виртуальных дислокаций с бесконечно малыми векторами Бюргерса b, непрерывно распределенных по границам раздела между контактирующими материалами. Так, пока в нашей системе не было никаких канавок, поле

этих напряжений можно было моделировать как поле от двух бесконечных периодических рядов краевых дислокаций плотностью  $1/\delta = f/b$  (здесь f – параметр теплового несоответствия Ge и Si), ортогональных между собой и залегающих в плоскости границы Ge/Si вдоль направлений y и z. Один из этих рядов показан на рис. 2(b). Создание канавок «вырезает» часть таких виртуальных дислокаций, превращая ранее однородный непрерывный бесконечный дислокационный ряд в периодическую систему таких же рядов, но уже конечного размера (здесь – длиной L-2l). Такой же эффект можно получить, просто наложив на исходный дислокационный ряд периодическую систему конечных дислокационных рядов (здесь – длиной 2l) той же плотности f/b, но обратного знака [верхние ряды на рис. 2(b)].

Положив для простоты, что упругие модули Ge и Si равны, можно рассчитать упруго-напряженное состояние в системе [7, 9]. Полученное в [7] решение задачи дает распределение остаточного нормального напряжения  $\sigma_{vv}$  в системе с рельефом, приведенное на рис. 2(с) для двух периодов системы канавок в случае  $h_2 = 100$  мкм, L = 250 мкм и l = 25 мкм для модуля сдвига G = 55 ГПа и коэффициента Пуассона *v* = 0.25. Видно, что в слоях материала, прилегающих к канавках, напряжение падает почти в 2 раза, с 0.37 GPa до 0.19 GPa. В других слоях материала «над канавками» (области I) напряжения возрастают по мере приближения к свободной поверхности пластины Ge (x = 0) и достигают на ней величины порядка 0.32 GPa. Между канавками, в центральной части области II, получается обратная ситуация – напряжения минимальны на свободной поверхности (порядка 0.3 GPa) и нарастают по мере приближения к границе Ge/Si до 0.34 GPa. Таким образом, создание системы канавок с выбранными значениями параметров рельефа привело к ожидаемому эффекту – напряжение по пластине в целом заметно понизилось; в различных местах пластины это понижение составило примерно от 8 до 50%, в зависимости от близости к канавкам и границам раздела.

В соответствие с выводами теории было проведено сращивание пластины Ge с пластиной Si с искусственным рельефом. Толщина пластины Ge была 200-250 мкм, и соотношение толщин было  $h_{Ge}: h_{Si} \approx 1:2$ . На рис. 1(b) представлено SEM изображение поперечного среза типичного образца Ge/Si, демонстрирующее сплошной интерфейс без трещин и пузырей. Следовательно, создание на поверхности одной из сращиваемых пластин регулярного поверхностного рельефа уменьшает склонность получаемой структуры к растрескиванию или расслоению.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-00304-а).

#### Список литературы

- 1. H. Kanbe, M. Komatsu, M. Miyaji, Jap. J. Appl. Phys. 45 (2006) L644.
- 2. R. Ginige, B. Corbett, M. Modreanu, et al., Semicond. Sci. Technol. 21 (2006) 775.
- 3. S.W. Bedell, A. Reznicek, K. Fogel, et al., Mater. Sci. Semicond. Proc. 9 (2006) 423.
- 4. Q.-Y. Tong, U. Gösele, Semiconductor Wafer Bonding: Science and Technology, Wiley, New York, 1999.
- 5. Т.С. Аргунова, И.В. Грехов, М.Ю. Гуткин и др., ФТТ 38 (1996) 3361.
- 6. M. Bruel. Electronics Lett. 31 (1995) 1201.
- 7. T.S. Argunova, M.Yu. Gutkin, L.S. Kostina, et al. Scr. Mater. 62 (2010) 407.
- 8. T.S. Argunova, J.M. Yi, J.W. Jung, et al., Phys. Stat. Sol. A 204 (2007) 2669.
- 9. S.V. Bobylev, M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko, J. Phys.: Condens. Matter. 15 (2003) 7925.

## МЕХАНИЗМЫ РЕЛАКСАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ В НАНОПРОВОЛОКЕ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ВКЛЮЧЕНИЕМ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

Гуткин М. Ю.,<sup>1, 2</sup> Кузьмин К. В.,<sup>1</sup> Шейнерман А. Г.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия <sup>2</sup>Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия gutkin@def.ipme.ru

Нанопроволоки играют важную роль в развитии нанотехнологий и применяются в различных областях современного производства. В частности, с использованием нанопроволок связаны многие перспективные направления в наноэлектронике и медицине. Стабильность структуры и свойств нанопроволоки зависит от присутствующих в ней дефектов. С другой стороны, значительные усилия тратятся на создание композитных (гибридных) нанопроволок, содержащих включения других материалов [1]. Несоответствие атомного строения и физических свойств составляющих приводит к формированию в композитных нанопроволоках остаточных упругих напряжений, релаксация которых сопровождается зарождением разнообразных дефектов несоответствия. Цель настоящей работы – расчет поля напряжений, действующих в композитной нанопроволоке с цилиндрическим включением конечной длины, и определение условий их релаксации путем формирования на границе включения призматической дислокационной петли или раскрытия внутри включения круговой трещины отрыва.

Рассмотрим упругоизотропный цилиндр, внутри которого находится цилиндрическое включение конечной длины h (рис. 1). Считается, что упругие модули цилиндра и включения одинаковы. При этом включение испытывает однородную собственную осевую деформацию  $\varepsilon^*$ . Радиусы цилиндра и цилиндрического включения соответственно равны R и  $R_0$ . Введём цилиндрического совпадает с осями цилиндра и включения. Будем решать задачу методом поверхностных виртуальных дислокаций [1]. При этом упругое поле включения моделируется континуальным распределением виртуальных круговых призматических дислокационных петель по поверхности включения. Поскольку собственная деформация включения.



**Рис. 1.** Включение конечной длины в бесконечном цилиндре.

чения предполагается однородной, линейная плотность распределения виртуальных петель  $\rho$  берется постоянной и такой, что  $\varepsilon^* = b\rho$ , где b – бесконечно малая величина вектора Бюргерса отдельной виртуальной петли.

Поле напряжений отдельной виртуальной призматической дислокационной петли, удовлетворяющее граничным условиям на поверхности бесконечного цилиндра, было получено в работе [2] в виде сингулярных интегралов. Используя это решение, легко получить искомое решение для включения интегрированием полей напряжений по всему ансамблю виртуальных петель. Окончательные выражения можно записать в виде суммы  $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{\infty} + \sigma_{ij}^{\nu}$ , где  $\sigma_{ij}^{\infty}$  – поле напряжений, которое включение создавало бы в бесконечной среде, а  $\sigma_{ij}^{\nu}$  – дополнительное поле напряжений, необходимое для удовлетворения граничных условий на свободной поверхности цилинд-

ра:  $\sigma_{rj}(r=R) = 0$ , где  $k = r, \theta, z$ . Компоненты этих слагаемых представимы (в единицах  $\mu \varepsilon^* / [2(1-\nu)]$ ) в виде:  $\sigma_{rr}^{\infty} = 2\nu \left\{ [K(1,1,-1) - J(1,1,-1)] \operatorname{sign}(\tilde{z}) + [K(1,1,-1) - T(1,1,-1)] \operatorname{sign}(\tilde{h}-\tilde{z}) \} / \tilde{r} + \tilde{z} J(1,0,1) + (\tilde{h}-\tilde{z}) T(1,0,1) - [\tilde{z} J(1,1,0) + (\tilde{h}-\tilde{z}) T(1,1,0)] / \tilde{r},$ (1)  $\sigma_{\theta\theta}^{\infty} = -2\nu \{ [K(1,1,-1) - J(1,1,-1)] \operatorname{sign}(\tilde{z}) + [K(1,1,-1) - T(1,1,-1)] \operatorname{sign}(\tilde{h}-\tilde{z}) \} / \tilde{r} + 2\nu \{ [K(1,0,0) - J(1,0,0)] \operatorname{sign}(\tilde{z}) + [K(1,0,0) - T(1,0,0)] \operatorname{sign}(\tilde{h}-\tilde{z}) \}$ (2)  $+ [\tilde{z}J(1,1,0) - (\tilde{h}-\tilde{z})T(1,1,0)] / \tilde{r},$ 

$$\sigma_{zz}^{\infty} = 2\{[K(1,0,0) - J(1,0,0)] \operatorname{sign}(\tilde{z}) + [K(1,0,0) - T(1,0,0)] \operatorname{sign}(\tilde{h} - \tilde{z})\} \\ -\tilde{z} \quad J(1,0,1) - (\tilde{h} - \tilde{z}) \quad T(1,0,1) \quad ,$$
(3)

$$\sigma_{rz}^{\infty} = -|\tilde{z}|J(1,1,1) - J(1,1,0) + |\tilde{h} - \tilde{z}|T(1,1,1) + T(1,1,0) , \quad \sigma_{r\theta}^{-} = \sigma_{z\theta}^{-} = \sigma_{r\theta}^{-} = \sigma_{z\theta}^{-} = 0,$$
(4)
$$\sigma_{rr}^{\nu} = \int_{0}^{\infty} \left\{ \left( \frac{I_{1}(\tilde{r}k)}{\tilde{r}k} - I_{0}(\tilde{r}k) \right) \rho_{1}(k) + [(1 - 2\nu)I_{0}(\tilde{r}k) + \tilde{r}k I_{1}(\tilde{r}k)] \rho_{2}(k) \right\} k^{2} [\sin k\tilde{z} - \sin k(\tilde{z} - \tilde{h})] dk,$$
(5)

$$\sigma_{\theta\theta}^{\nu} = \int_{0}^{\infty} \left\{ -\frac{I_{1}(\tilde{r}k)}{\tilde{r}k} \rho_{1}(k) + (1-2\nu)I_{0}(\tilde{r}k)\rho_{2}(k) \right\} k^{2} \left[ \sin k\tilde{z} - \sin k(\tilde{z} - \tilde{h}) \right] dk,$$
(6)

$$\sigma_{zz}^{\nu} = \int_{0}^{\infty} \{ \mathbf{I}_{0}(\widetilde{r}k)\rho_{1}(k) - [2(2-\nu)\mathbf{I}_{0}(\widetilde{r}k) + \widetilde{r}k\mathbf{I}_{1}(\widetilde{r}k)]\rho_{2}(k) \} k^{2} [\sin k\widetilde{z} - \sin k(\widetilde{z} - \widetilde{h})] dk,$$

$$(7)$$

$$\sigma_{rz}^{\nu} = \int_{0} \{ I_1(\widetilde{r}k)\rho_1(k) - [2(1-\nu)I_1(\widetilde{r}k) + \widetilde{r}kI_0(\widetilde{r}k)]\rho_2(k) \} k^2 [\cos k(\widetilde{z}-\widetilde{h}) - \cos k\widetilde{z}] dk.$$
(8)

Здесь  $K(m,n,p) = \int_0^\infty J_m(t) J_n(\tilde{r}t) t^p dt$ ,  $J(m,n,p) = \int_0^\infty J_m(t) J_n(\tilde{r}t) \exp(-|\tilde{z}|t) t^p dt$  и  $T(m,n,p) = \int_0^\infty J_m(t) J_n(\tilde{r}t) \exp(-|\tilde{h}-\tilde{z}|t) t^p dt$  – интегралы Лифшица-Ханкеля, где  $J_m(t)$  – функции Бесселя 1 рода порядка m;  $\tilde{z} = z/R_0$ ,  $\tilde{r} = r/R_0$ ,  $\tilde{h} = h/R_0$ ;

$$\begin{split} \rho_{1} &= (b_{1}a_{22} - b_{2}a_{12})/(a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}), \ \rho_{2} &= (b_{2}a_{11} - b_{1}a_{21})/(a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}), \\ a_{11} &= I_{1}(\tilde{R}k)/\tilde{R}k - I_{0}(\tilde{R}k), \ a_{12} &= (1 - 2\nu)I_{0}(\tilde{R}k) + \tilde{R}k \quad I_{1}(\tilde{R}k), \\ a_{21} &= I_{1}(\tilde{R}k), \qquad a_{22} &= -2(1 - \nu)I_{1}(\tilde{R}k) - \tilde{R}k \quad I_{0}(\tilde{R}k), \\ b_{1} &= 2\operatorname{sign} k/(\pi k^{2}) \left\{ I_{1}(|k|) \left( \{\tilde{R}|k| + 2(1 - \nu)/(\tilde{R}|k|) \} K_{1}(\tilde{R}|k|) + K_{0}(\tilde{R}|k|) \right) - |k|I_{0}(|k|) \left[ K_{0}(\tilde{R}|k|) + K_{1}(\tilde{R}|k|)/(\tilde{R}|k|) \right] \right\} \\ &+ K_{0}(\tilde{R}|k|) - |k|I_{0}(|k|) \left[ K_{0}(\tilde{R}|k|) + K_{1}(\tilde{R}|k|)/(\tilde{R}|k|) \right] \right\} \end{split}$$

 $I_0(x)$ ,  $I_1(x)$  и  $K_0(x)$ ,  $K_1(x)$  – модифицированные функции Бесселя соответственно 1 и 2 рода порядка 0 и 1.

Полученные выражения для поля напряжений нанопроволоки с включением позволили рассчитать критические условия образования дислокационной петли вокруг такого включения [рис. 2(*a*)]. Необходимое условие образования петли имеет вид  $|\varepsilon^*| > \varepsilon_c$ , где  $\varepsilon_c$  – критическое несоответствие. Зависимости  $\varepsilon_c(R/b)$  показаны на рис. 2(*b*) для случая, когда петля располагается в центральной плоскости включения, при  $\nu = 0.3$ ,  $R_0/b = 50$  и различных значениях высоты включения *h*. Как следует из рис. 2(*b*), для заданных *h* и  $R_0$  критическое несоответствие  $\varepsilon_c$  сначала быстро уменьшается при увеличении радиуса нанопроволоки *R*, а затем выходит на постоянный уровень.



**Рис. 2.** Релаксация за счет образования призматической дислокационной петли. (*a*) Дислокационная петля на границе цилиндрического включения конечной длины в бесконечном цилиндре. (*б*) Зависимости критического несоответствия  $\varepsilon_c$  от безразмерного радиуса нанопроволоки R/b для случая  $R_0/b = 50$ .

Этот уровень соответствует случаю цилиндрического включения конечной длины в бесконечной матрице. Аналогично для заданных радиусов R и  $R_0$  нанопроволоки и включения  $\varepsilon_c$  уменьшается с увеличением высоты включения h. При боль-

ших значениях отношения  $h/R_0$  высоты включения к его радиусу ( $h/R_0 > 10$ ) зависимость  $\varepsilon_c(h)$  также выходит на постоянный уровень, значение которого зависит от значений R и  $R_0$ . Этот уровень соответствует случаю призматической дислокационной петли в двухслойной нанопроволоке с несоответствием [3,4].

Другим механизмом релаксации может служить образование плоской трещины нормального отрыва в виде диска радиуса *c* с центром на оси цилиндра, залегающей в плоскости z = h/2 (рис. 3). Условия зарождения такой трещины внутри включения можно исследовать с помощью силового критерия  $K_1 > K_{1c}$ , где  $K_1$  – коэффициент интенсивности напряжений трещины,  $K_{1c}$  – критическое значение этого коэффициента для хрупкого материала. Расчеты показали, что при достаточно большой деформации несоответствия этот



**Рис. 3.** Трещина отрыва в срединном поперечном сечении включения

механизм становится эффективным, если радиус раскрывшейся трещины c попадает в интервал  $c_{c1} < c < c_{c2}$ , ширина которого зависит от геометрических размеров включения и от их соотношения с радиусом нанопроволоки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-00304-а) и Федерального агентства по науке и инновациям (грант МД-372.2010.1).

#### Список литературы

- М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько. Физическая механика деформируемых наноструктур. Том II. Нанослойные структуры. СПб, Янус, 2005, 352 с.
- 2. I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman. Phil. Mag. 84, 2103 (2004).
- 3. I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman. Adv. Phys. 55, 627 (2006).
- 4. K.E. Aifantis, A.L. Kolesnikova, A.E. Romanov. Phil. Mag. 87, 4731 (2007).

## ВЛИЯНИЕ ПОДВИЖНОСТИ ДИСЛОКАЦИЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ СТРУКТУР ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Пилюгин В. П., Пацелов А. М., Солодова И. Л.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия Уральский государственный университет, Екатеринбург, Россия pilyugin@imp.uran.ru

Проведено комплексное исследование влияния пластической деформации в мягких схемах деформирования на развитие структурных превращений и конечный размер кристаллитов металлов и сплавов с различной подвижностью дислокаций и точечных дефектов. Обобщен массив экспериментальных данных по типам структурных изменений, конечным размерам кристаллитов для материалов с различными физикомеханическими свойствами от высокопластичных до хрупких металлов, сталей, интерметаллидов, неравновесных твердых растворов, гидридов, карбидов и т.д. Установлено, что структурные изменения в материалах, в зависимости от подвижности дефектов и температурно-барических параметров обработки, развиваются по типу формирования и эволюции ячеистых дислокационных структур или структур полосчатого типа и их совместного формирования. В работе предпринята попытка выявить критерии образования и развития типа дефектной структуры от сочетания фундаментальных характеристик материалов: от безразмерных параметров, представляющих комбинацию значений энергии связи, поверхностной энергии, модуля сдвига, энергии дефектов упаковки, вектора Бюргерса, гомологической температуры и значений барической зависимости температуры хладноломкости.

В металлах с высокой подвижностью дислокаций в соответствии со значениями критических величин напряжений сдвига дислокаций и подвижности точечных дефектов формируются ячеистые дислокационные структуры с малыми углами разориентировок между ячейками. По мере увеличения степени деформации в металлах с высокой подвижностью дефектов происходят изменения вида ячеистых структур: совершенствуется форма ячеек, ячейки приобретают более округлую форму, уменьшаются их размеры и возрастают углы взаимных разориентировок. В результате ряда подобных изменений формируются нанокристаллические структуры, размер и форма кристаллитов которых, совершенство и толщина межкристаллитных границ также зависят от подвижности дефектов, определяемых фундаментальными параметрами материала. Для пластичных легкоплавких металлов кристаллиты и их границы имеют совершенную форму – кристаллиты равноосные, границы сравнительно тонкие, размер кристаллитов 80-200 нм. С увеличением температуры плавления размер кристаллитов уменьшается до 50-100 нм, ширина границ увеличивается, форма кристаллитов становится менее совершенной. Кристаллиты тугоплавких металлов имеют размер менее 30 HM.

Ярко зависимость размеров кристаллитов от подвижности дислокаций проявляется и на примере «химического» влияния снижения подвижности дислокаций. Весьма удобным объектом для этого является палладий – пластичный ГЦК металл, который, к тому же, хорошо гидрируется. На этом объекте удобно изучать влияние температуры деформирования и легирования водородом на конечный размер кристаллитов и свойства n-Pd. В результате предельной монотонной деформации чистого палладия при 300 К средний размер кристаллитов в нем составляет 60 нм, низкотемпературной при 80 К – 40 нм. Деформация наводороженного Pd до состояния α-твердого раствора α-PdH дает 15-20 нм, а β-гидрида β-PdH с еще меньшей подвижностью дислокаций – 3-5 нм. После полной дегазации n-структура палладия сохраняется.

Работа выполнена при поддержке проекта Президиума РАН 09-П-2-1019.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ ПОСЛЕ ИНТЕНСИВНЫХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТИЙ АТОМНО-ЗОНДОВЫМИ МЕТОДАМИ ПОЛЕВОЙ ИОННОЙ МИКРОСКОПИИ

#### Ивченко В. А.

#### Институт электрофизики Уральское Отделение РАН, Екатеринбург, Россия ivchenko@iep.uran.ru

В докладе представлены результаты оригинальных исследований атомнопространственной структуры твердых тел после интенсивных внешних воздействий (радиационного, сильных пластических деформаций, механического сплавления), выполненные с помощью методов полевой ионной микроскопии (ПИМ) и атомных зондов полевого ионного микроскопа, времяпролетного (АЗПИМ) и томографического (ТАЗ).

Потенциальные возможности ПИМ позволяют исследовать реальное строение кристаллической решетки твердых растворов на уровне отдельных атомов, работать с атомно-чистой поверхностью при криогенных температурах и, в то же время, анализировать атомную структуру объекта в объеме путем управляемого последовательного удаления поверхностных атомов электрическим полем. Привлечение ТАЗ для изучения наноструктурных состояний обусловлено тем, что с его помощью можно не только различать атомы разных элементов в структуре материала (имеются в виду многофазные системы), но и реконструировать объем объекта исследования с атомно-пространственным разрешением.

Цель доклада - продемонстрировать эффективность использования атомнозондовых методов для изучения наноструктурных состояний, возникающих в объемах металлов и сплавов, как в результате облучения, так и при модификации атомной структуры различных материалов интенсивными пластическими деформациями. Показать, как наряду с нарушениями решетки, типичными для термомеханических, тепловых, мощных деформационных и др. воздействий (имеются в виду точечные, линейные, дислокационные и другие дефекты кристаллической решетки), в исследованных материалах наблюдаются такие радиационные нарушения как: вакансионные кластеры, аморфизованные участки, наносегрегации атомов одного из компонентов в упорядоченных сплавах и т.д.

Особое внимание в докладе уделено атомно-пространственному изучению планарных дефектов, а именно, различных по своей природе интерфейсам, возникающих в результате неадекватных интенсивных внешних воздействий.

Микроструктурные особенности нанокристаллических компаундов Cu<sub>80</sub>Co<sub>20</sub>, полученных механическим сплавлением, исследовались с помощью АЗПИМ и ТАЗ.

И, наконец, одна из задач доклада – проинформировать о возможностях нового сканирующего томографического атомного зонда или атомного зонда с локальным электродом (LEAP 3000X Metrology System). Эта метрологическая система способна обеспечить пространственное атомное разрешение, определить композиционный состав и провести анализ реконструированного объема не только металлических, но и полупроводниковых и даже керамических материалов. Недавно проведенные эксперименты показали, что LEAP обеспечивает при поле зрения 100 нм в диаметре, сбор информации с материала-образца – со скоростью 20 миллионов ионов в час. Другими словами, 3-мерная реконструкция элементного состава объекта изучения в атомной шкале регистрации происходит с объема образца, имеющего 100 нм в диаметре и 50 нм в глубину в течение часа.

Предназначенные для исследования образцы готовились в виде игольчатых эмиттеров с радиусом кривизны при вершине 30-50 нм из заранее обработанных пу-

тем различных внешних воздействий материалов: проволочных заготовок и штапи-ков путем электрохимической полировки.

Объектами взаимодействия с ускоренными пучками газовых ионов (E = 20 кэВ, интервал доз:  $10^{13} - 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> и плотность тока от 100 до 340 мкА/см<sup>2</sup>) служили: чистые металлы (Pt, Ir). Аттестованные для ионной имплантации полевые эмиттеры имели атомно-гладкую поверхность вершины, близкую полусферической, приготовленную in situ полевым испарением поверхностных атомов.

Материалы типа Cu<sub>80</sub>Co<sub>20</sub> были приготовлены путем механического сплавления из порошков элементов Cu и Co высокой чистоты (99.9 % веса) с размером частицы приблизительно 50 мкм. Порошки обрабатывались в центробежно-планетарной мельнице в атмосфере аргона при комнатной температуре в течение 20 час. Соотношение стальных шаров мельницы к частицам порошка составляло 1:25. После механического сплавления порошки компактировались в таблетки сдвигом под давлением 500 МПа. Часть таблеток отжигалась при  $T = 400^{\circ}$ C в течение 2 час. Заготовками для будущих образцов-острий служили штапики, приблизительно 0.2x0.2x10 мм<sup>3</sup>, которые вырезались из термообработанных таблеток путем электроискровой резки.

Все исследования в АЗПИМ и ТАЗ были выполнены с отношением напряжения импульса к постоянному напряжению 20 % и частоты повторения импульса 775 Hz в высоком вакууме ( $1 \times 10^{-8}$  Па). Температура образца в течение измерения составляла от 60 K до 80 K.

В результате, впервые на атомно-пространственном уровне с помощью томографического атомного зонда полевого ионного микроскопа установлена гетерогенность механически-сплавленного  $Cu_{80}Co_{20}$  по отношению к морфологии и концентрации в нанометрической шкале измерений. Полученные экспериментальные результаты имеют первостепенную важность как для понимания физики процесса механического сплавления, так и для объяснения природы эффекта гигантского магнитосопротивления (17% при T = 4.2 K) для системы Cu–Co.

При изучении атомного строения планарных дефектов, возникающих в материалах после различных интенсивных пластических деформаций (металлическом W, поликристаллическом Ni марки (HO), Cu и Ir, механически сплавленном Cu<sub>80</sub>Co<sub>20</sub> и других веществах), установлена различная структура ширины их граничной области. Так, межфазные границы в материалах, приготовленных путем механического сплавления, имели эффективную толщину около 1.5 нм. В субмикрокристаллическом (СМК) Ni после деформации методом пакетной гидроэкструзии (е ~ 12) были обнаружены ультрадисперсные нанозерна, размеры которых оценивались как на поверхности СМК никеля, так и в процессе удаления одного атомного слоя за другим, и составляли от  $\sim 3$  до  $\sim 10$  nm. Проведенный анализ ионного контраста показал, что тела нанозерен представляют собой совершенные микрокристаллиты, которые практически не разориентированы друг относительно друга. В процессе изучения атомной структуры СМК никеля на границах раздела субзерен наблюдались выходы отдельных дислокаций. Ширина граничной области составляла расстояние, соизмеримое с межатомным. Полученные данные, в первом приближении, были идентичны результатам исследования атомной структуры СМК вольфрама после ИПД ( $e \approx 7$ ) (средний размер зерна ~100 нм). Анализ полевого ионного изображения участка поверхности СМК вольфрама с межзеренной границей показал, что ее ширина ≈ 0.6-0.8 нм. Необходимо отметить, что в исходном крупнокристаллическом вольфраме ширина границы составляет ≈ 0.3-0.4 nm.

После механической деформации в объеме иридия была зарегистрирована высокая плотность точечных, линейных и объемных структурных дефектов. Сравнительный анализ планарных дефектов, обнаруженных в предварительно механически продеформированном (~90 %) и облученном иридии, показал существенную разницу их строения. После механической деформации в объеме Ir установлено образование границ зерен размером 20–30 нм. Но в теле зерен практически не наблюдается дефектов структуры. Напротив, в облученном (E = 20 кэВ,  $D = 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>, j = 300 мкА/см<sup>2</sup>) металле обнаружена субблочная микроструктура (размером ~3-5 нм).

Таким образом, было экспериментально обнаружено явление образования ультрадисперсной блочной структуры в поверхностных и приповерхностных объемах чистого металла (иридия) в результате имплантации ионов аргона (E = 20 кэВ,  $D = 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>, j = 300 мкА/сm<sup>2</sup>) на расстояниях до 50 нм от облученной поверхности, что на порядок превышает проективный пробег Ar<sup>+</sup>. Такой деформационный эффект, вызванный облучением, практически не удается получить в процессе механического воздействия на чистый металл (Ir). Угловая разориентация блоков составляла 0.5-1 град. Причем в теле таких блоков наблюдаются различные дефекты. Экспериментально измеренная ширина граничной области в иридии после различных внешних воздействий была порядка межатомного расстояния, как и в термически обработанных металлах и сплавах.

Из полученных данных можно сделать вывод, что природа атомного строения интерфейсов в объеме непосредственно зависит от типа интенсивного внешнего воздействия и определяет, в конечном счете, физико-механические свойства материалов.

результате проведенных методом ПИМ исследований В В ионноимплантированной платине, обнаружен эффект наноструктурирования, как поверхности, так и приповерхностного объема металла. Явление распространяется по объему материала в зависимости от флюенса ( $D = 10^{16} - 10^{17}$ ион/см<sup>2</sup>) положительных ионов аргона при энергии 30 кэВ. Определены размеры блоков-нанозерен (1 – 5 нм) как на облученной поверхности Рt, так и в ее приповерхностном объеме. Гистограммы, рассчитанные из экспериментальных данных, показывают распределение обнаруженных наноблоков по размерам в зависимости от расстояния от облученной поверхности в модифицированном объеме. Эффект наблюдался в глубину образца, не менее чем 20 нм от облученной поверхности металла. Можно полагать, что вследствие формирования нанокристаллической структуры в приповерхностном объеме облученного ионами материала могут существенным образом повышаться механические свойства (износостойкость, коррозионная стойкость).

Работа выполнена при поддержке Уральского отделения Российской академии наук (Программа ОФН РАН № 5 «Физика новых материалов и структур»).

## МИКРОМЕХАНИЗМЫ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В УСЛОВИЯХ ДЕЙСТВИЯ ВЫСОКИХ ЛОКАЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

#### Тюрин А. И., Занина А. П., Шиндяпин В. В., Воробьев М. О.

## НОЦ «Нанотехнологии и наноматериалы» ТГУ им. Г.Р. Державина, Тамбов, Россия tyurin@tsu.tmb.ru

Исследование физических процессов, происходящих в материале при действии высоких локальных напряжений является одной из актуальных задач физики прочности и пластичности. Однако, несмотря на большой объем работ по исследованию материалов методами индентирования, а в последнее время и наноиндентирования, до сих пор дискуссионными остаются вопросы о микромеханизмах пластической деформации различных материалов в условиях действия высоких локальных напряжений. Чаще всего в литературе, для различных материалов, рассматриваются и обсуждаются дислокационные микромеханизмы деформирования и гораздо реже механизмы связанные с зарождением и перемещением точечных дефектов, краудионов, малоатомных кластеров, двойников, с фазовыми переходами в материале под индентором. Однако до сих пор практически не рассматриваются вопросы связанные с выявлением номенклатуры структурных дефектов, доминирующих механизмов деформирования и последовательности их смены или одновременного действия на различных этапах формирования отпечатка.

Поэтому цель работы заключалась в исследовании микромеханизмов пластической деформации в условиях действия высоких локальных напряжений.

Смоделировать условия деформирования материала при действии высоких локальных напряжений, в максимально контролируемых условиях, можно методом динамического микро- и наноиндентирования.

Исследование номенклатуры структурных дефектов и доминирующих микромеханизмов пластической деформации в микро- и наношкале производилось методом определения энергетических характеристик процесса деформирования материала при формирования отпечатка (определение энергий подводимой, возвращенной, рассеиваемой в материале, удельной и др.).

В качестве объектов исследования были выбраны монокристаллы LiF и Si.

Исследования проводились на динамическом индентометре собственной конструкции алмазной пирамидой Берковича, под действием импульсов силы с варьируемой амплитудой и длительностью. Диапазон размеров зоны деформирования h составлял от 50 до 2000 нм, а скоростей относительной деформации  $\dot{\varepsilon}$  - от 10<sup>-2</sup> до 10<sup>2</sup> с<sup>-1</sup>.

Для исследованных материалов установлены количественные значения определяемых энергетических характеристик (подводимой энергии, упругой энергии, энергии рассеиваемой в материале, приведенной энергии и др.) и установлены их зависимости от глубины отпечатка и скорости относительной деформации.

Показано, что числовые значения энергетических характеристик в исследованном диапазоне  $\dot{\epsilon}$  на всех стадиях формирования отпечатка в монокристаллах Si (h от 50 до 800 нм) и на начальных этапах индентирования LiF (h от 50 до нескольких сотен нанометров) соответствуют энергии зарождения точечных дефектов. При увеличении размера отпечатка и уменьшении скорости относительной деформации монокристаллов LiF величина рассеиваемой энергии начинает уменьшаться и становится сопоставимой с велинами энергий характерными для дислокационных механизмов в этом материале.

Таким образом, в работе разработана методика определения энергетических характеристик процесса деформирования в условиях действия высоких локальных напряжений, исследована кинетика формирования отпечатка (масштабный и скоростной факторы), определены значения энергетических характеристик различных стадий формирования отпечатка и сопоставлены с количественными значениями энергий зарождения и движения структурных дефектов, установлена номенклатура структурных дефектов и определены доминирующие микромеханизмы пластичности ряда материалов (LiF, Si) в условиях высокоскоростной локальной деформации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (07-02-00906).

## ОСОБЕННОСТИ СТАРЕНИЯ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ AI–Mg–Si ПОСЛЕ ИПД

#### Бобрук Е. В., Мурашкин М. Ю., Валиев Р. З., Рааб Г. И.

ИФПМ УГАТУ, г. Уфа, Россия e-bobruk@yandex.ru, maxmur@mail.rb.ru

В настоящее время в России и за рубежом из алюминиевых сплавов системы Al-Mg-Si выпускается более 60 % всей прессованной продукции. Кроме этого, по оценкам российских экспертов, эти сравнительно дешевые, технологичные и коррозионностойкие алюминиевые сплавы, весьма перспективны в качестве конструкционных материалов для силовых каркасных конструкций, поглотителей энергии удара, а также для деталей обшивки автомобилей и других транспортных средств [1]. Основной причиной, существенно сдерживающей расширения области применения Al-Mg-Si сплавов в транспортной и строительной отрасли, является их недостаточная прочность.

В этой связи, целью настоящего исследования являлось установление возможности повышения прочности термически упрочняемых алюминиевых сплавов системы Al–Mg–Si, за счет формирования в них УМЗ структурных состояний, используя методы ИПД и последующую термическую обработку.

В качестве объекта исследования был выбран термически упрочняемый алюминиевый сплав АД31 (основа Al–0.41 Mg–0.64 Si, масс.%) системы Al–Mg–Si в горячепрессованном состоянии. Обработку заготовок алюминиевого сплава осуществляли двумя методами ИПД: РКУП и РКУП в параллельных каналах (РКУП-ПК), являющийся перспективным развитием метода традиционного РКУП, ориентированный на повышение производительности процесса получения УМЗ материалов в 2-3 раза. Главной особенностью РКУП-ПК является реализация простого сдвига последовательно в двух очагах деформации.

После закалки с 540°С заготовки сплава обрабатывали по следующим режимам:

- 12 циклов РКУП при температуре 100 °C;
- 1 цикл РКУП-ПК при температуре 100 °С
- 4 цикла РКУП-ПК при температуре 100 °C;

Электронно-микроскопические исследования показали, что после 12 циклов РКУП в заготовках сплава АД31 была сформирована однородная ультрамелкозернистая (УМЗ) структура с размером зерен в продольном сечении 560 ± 32, коэффициент формы ~ 1.98, в поперечном сечении - 515 ± 18, коэффициент формы ~ 1.48.

После 1 цикла обработки РКУП-ПК в сплаве АД31 сформировалась субзеренная структура, имеющая четко выраженную ориентацию вдоль плоскости сдвига. После же 4 циклов РКУП-ПК, в материале, сформировалась однородная структура зеренного типа идентичная структуре после 12 циклов РКУП.

Исследования тонкой структуры также позволили установить, что после РКУП, в УМЗ сплаве образуются наноразмерные выделения вторичной фазы размером менее 10 нм. Судя результатам более ранних исследований [2], это выделения частиц упрочняющей фазы Mg<sub>2</sub>Si. Наличие данной фазы свидетельствует о том, что в процессе ИПД формирование УМЗ структуры в материале сопровождалось процессом распада твердого раствора – динамическим деформационным старением (ДДС), характерным для алюминиевых сплавов [3,4]. Образование в УМЗ сплаве выделений фазы Mg<sub>2</sub>Si после ИПД при температуре 100°С, свидетельствует о значительной интенсификации процесса ДДС. Наряду с наноразмерными выделениями, в структуре УМЗ сплава наблюдались дисперсные частицы Al<sub>6</sub>Mn, выделившиеся при гомогенизации литого материала, присутствующие также и в исходном полуфабрикате. Количество этих частиц в сплаве AД31 незначительно, так как содержание марганца в нем, как правило, не превышает 0.1 %.

Оценка твердости сплава АД31 после ИПД показала, что:

- во-первых, уже после 1 цикла обработки РКУП-ПК, твердость сплава выше, чем после стандартной упрочняющей обработки Т1;
- во-вторых, упрочнение заготовок сплава после 12 циклов РКУП и 4 цикла РКУП-ПК при идентичных температурных условиях, отличается незначительно (разница в упрочнении не превышает ~ 6 %), и превышает в 2 раза твердость закаленного материала, и на 35 % сплава, подвергнутого стандартному упрочнению T1.

Часть заготовок сплава АД31, после РКУП и РКУП-ПК была подвергнута искусственному старению (ИС), выполненному в температурном интервале 100-170°С со временем выдержки от 30 мин до 48 часов. Были осуществлены исследования возможности упрочнения УМЗ сплава АД31 при последующем ИС. Полученные данные свидетельствуют о том, что после 12 циклов РКУП УМЗ сплав АД31 не претерпевает дальнейшего упрочнения при ИС, осуществленного при температурах 130 и 160°С, во всем диапазоне выдержек. Более того, в процессе ИС при температуре 160°С, являющейся стандартной температурой старения для данного сплава в крупнозернистом состоянии, УМЗ материал разупрочняется до уровня сплава в состоянии Т1.

После 1 и 4 циклов РКУП-ПК заготовки сплава АД31 напротив, демонстрируют повышение твердости. После 1 цикла РКУП-ПК максимальное упрочнение отмечается в заготовках подвергнутых ИС по режимам: 130°С, 48 часов и 160°С, 12 часов. Заготовки, подвергнутые 4 циклам РКУП-ПК, демонстрируют максимальное упрочнение после ИС: 130°С, 24 часа и 160°С, 3 часа.

Можно предположить, что наиболее полный распад в процессе ДДС прошел в заготовках после 12 циклов РКУП, так как они подвергались наиболее продолжительному деформационно-термическому воздействию. Наименее же существенный распад пересыщенного твердого раствора прошел в результате 1 цикла РКУП-ПК, а после 4 циклов РКУП-ПК его концентрация имеет промежуточное значение.

Были оценены механические свойства сплава АД31. Для возможности корректного сопоставления уровня свойств, достигнутого в сплаве АД31 после ИПД и последующего ИС также были проведены механические испытания образцов материала после стандартной упрочняющей обработки Т1.

Полученные значения прочности после обработки сплава АД31 методом РКУП и РКУП-ПК, а также последующего ИС, хорошо согласуются с изменениями твердости. Механические свойства приведены в таблице 1.

Важно отметить, что при значительном повышении прочностных характеристик после обработки ИПД материал демонстрирует весьма высокую пластичность.

Известно, что в обычных термически упрочняемых алюминиевых сплавах, как правило, ИС приводит к повышению прочности и снижению пластичности. В нашем же исследовании установлено, что дополнительное ИС УМЗ сплава, подвергнутого предварительной обработке РКУП позволяет, не снижая прочности, повысить его пластические свойства. Более того, ИС сплава обработанного РКУП-ПК позволяет достигнуть одновременного повышения и прочностных и пластических характеристик. Достижение такого эффекта, по-видимому, стало возможным, из-за применения такого метода обработки ИПД, как РКУП-ПК. А именно, сокращение длительности деформационного воздействия, в сравнении с традиционным РКУП более чем в 2 раза, позволяет наряду с формированием УМЗ структуры, сохранить пересыщенность твердого раствора на уровне, гарантирующем реализацию упрочнения при последующем ИС за счет дисперсионного твердения.

Обработка	σ <sub>в</sub> , МПа	σ <sub>0.2</sub> , МПа	δ <sub>p</sub> , %	δ, %
12 циклов РКУП при 100°С	$295\pm~3$	275±5	$2.5\pm0.2$	$11.5\pm0.4$
12 циклов РКУП + ИС при 130°С, 1 ч	$282\pm5$	$265\pm7$	$2.5\pm0.1$	$13.0\pm0.6$
1 цикл РКУП-ПК при 100 °С	221 ± 3	$213 \pm 2$	≥ 1	$11.0\pm0.2$
1 цикл РКУП-ПК + ИС при 130°С,48 ч	$292\pm3$	$279\pm1$	$7.2\pm0.7$	$16.7\pm0.6$
4 цикла РКУП-ПК при 100 °С	$264\pm4$	$256\pm5$	≥ 1	$12.5\pm0.5$
4 цикла РКУП-ПК + ИС при 130°С, 24ч	$308 \pm 7$	$299\pm 6$	$5.5\pm0.5$	$15.5\pm0.5$
Т1 <sup>1</sup> (материал исследования)	$200 \pm 5$	$170 \pm 6$	$6.0 \pm 0.5$	$14.2 \pm 0.3$
T1 <sup>2</sup>	195	145	-	8.0
				= 100 G

Таблица 1. Механические свойства сплава АД31 при комнатной температуре

- стандартная упрочняющая термическая обработка: отжиг при температуре 540°С и охлаждение в воду комнатной температуры + ИС при температуре 160°С, 12 часов.
 ГОСТ 21488-97 Прутки прессованные из алюминия и алюминиевых сплавов

## Заключение

1. Показано, что после обработки 12 циклов РКУП и 4 цикла РКУП-ПК при температуре 100 °С в заготовках сплава АД31 формируется однородная УМЗ структура.

2. Установлено, что после обработки исходных заготовок методом РКУП-ПК сплав АД31 сохраняет потенциал для дальнейшего упрочнения при последующем искусственном старении.

3. Отмечено, что искусственное старение сплава АД31, предварительно обработанного методами ИПД, может приводить к одновременному улучшению, как характеристик прочности, так и пластичности.

## Список литературы

- 1. Фридляндер И.Н., Систер В.Г., Грушко О.Е. др. Алюминиевые сплавы перспективные материалы в автомобилестроении // МиТОМ. 2002. № 9. С. 3-9.
- Kim W.J., Kim J.K., Park T.Y. et al. Enhancement of strength and superplasticity in 6061 Al alloy processed by equal-channel-angular-pressing // Metal. Mat. Trans. A. 2002. V. 33A. P. 3155-3164.
- Мурашкин М.Ю., Бобрук Е.В., Кильмаметов А.Р., Валиев Р.З. Особенности структуры и механические свойства алюминиевого сплава 6061, подвергнутого обработке равноканальным угловым прессованием в параллельных каналах // ФММ, 2009, том 108, №4, с.439-447;
- R. Valiev, M. Murashkin, E. Bobruk and G. Raab Grain Refinement and Mechanical Behavior of the Al Alloy, Subjected to the New SPD Technique // Mat. Trans., Vol. 50, №1, 2009, pp. 87-91.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СВЕРХПРОЧНЫХ НАНО- И УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ МЕХАНОАКТИВИРОВАННЫХ ВОЛЬФРАМОВЫХ ПСЕВДОСПЛАВОВ

Нохрин А. В.<sup>(1)</sup>, Чувильдеев В. Н.<sup>(1)</sup>, Москвичева А. В.<sup>(1)</sup>, Баранов Г. В.<sup>(1, 2)</sup>, Лопатин Ю. Г.<sup>(1)</sup>, Котков Д. Н.<sup>(1)</sup>, Конычев Д. А.<sup>(1)</sup>, Шотин С. В.<sup>(1)</sup>, Пискунов А. В.<sup>(1)</sup>, Евстифеева В. В.<sup>(1)</sup>, Благовещенский Ю. В.<sup>(3)</sup>

 <sup>(1)</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», г. Нижний Новгород, Россия
 <sup>(2)</sup> ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Россия
 <sup>(3)</sup> Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Благонравова РАН nokhrin@nifti.unn.ru

В работе исследовано влияние размера частиц, уровня активации порошка W– Ni–Fe (ВНЖ) и его химического и фазового состава на оптимальную температуру спекания сплавов ВНЖ, их структуру и механические свойства.

В качестве объектов исследования выступали промышленные сплавы W-Ni-Fe (BHЖ95) и W-Ni-Fe-Co (BHЖК90). Изменение размеров частиц осуществляли методами механоактивации исходной крупнозернистой шихты в высокоэнергетических планетарных мельницах. Время предварительной механоактивации варьировалось в интервале от 3 до 120 минут. Гидростатическое прессование шихты производилось давлением 150 МПа. Спекание образцов проводили методом свободного термоактивированного спекания (серия №1) и методом электроимпульсного плазменного спекания (серия №2). Свободное спекание механоактивированных порошков проводили в индукционной водородной печи по двухступенчатому режиму – нагрев со скоростью 2.5 °С/мин до 950 °С, выдержка при этой температуре в течение 2 часов и нагрев до температуры спекания со скоростью 5 °С/мин. Температура 30-минутного спекания варьировалась в интервале от 1200 до 1500 °С. Электроимпульсное плазменное спекание (в иностранной литературе используется термин «Spark Plasma Sintering») механоактивированных сплавов проводилось в вакууме с использованием установки для электроискрового плазменного спекания SPS-625 (SYNTEX INC., Япония). Температура спекания варьировалась в интервале от 900 до 1300 °C. Время выдержки при температуре спекания не превышало 3 мин. Скорость спекания (V<sub>н</sub>) варьировалась в интервале от 50 до 300 °С/мин. Спекание проводилось при приложении гидростатического давления 50-70 МПа.

Контейнеры и мелющие шары  $\emptyset$ 6-10 мм для МА во всех исследованных сериях образцов были выполнены из псевдосплава ВНЖ-95 для устранения натира посторонних примесей. Соотношение массы шаров и МА-шихты составляло 10:1. Во всех случаях перед спеканием проводилось предварительное гидростатическое прессование шихты давлением 150 МПа. Механическое перемешивание крупнозернистых порошков перед МА и спеканием осуществлялось в стандартном биконическом смесителе в течение 5 часов, скорость перемешивания составляла  $V_{\rm Ma}$  = 46 об/мин.

Исследование структуры спеченных материалов проводилось на оптическом микроскопе Leica IM DRM и растровом электронном микроскопе Jeol JSM-6490 с рентгеновским микроанализатором INCA 350. Исследование плотности образцов проводилось методом гидростатического взвешивания. Для исследования механических свойств спеченных образов использовалась методика релаксационных испытаний, позволяющая определять в испытаниях на сжатие величину предела макроупругости ( $\sigma_0$ ) и физического предела текучести ( $\sigma_T$ ).

Исследования структуры порошка (серия №1) в состоянии после высокоэнергетической МА показывают, что средний размер вольфрамовых частиц не превышает 100 нм. Зависимость среднего размера частиц вольфрама и плотности псевдосплава от температуры спекания представлена на рис. 1*а*. Из представленных данных видно, что повышение температуры нагрева сплава выше оптимальной температуры спекания  $T_1$  приводит к ускорению роста зерна – в сплавах, спеченных при T =1100 °C и 1450 °C, средний размер зерна составляет 1.5 и 22 мкм, соответственно, что более чем на порядок превышает средний размер частиц вольфрама в исходном состоянии. Зависимость плотности от температуры спекания механоактивированного сплава ВНЖ-95 имеет ярко выраженный двухстадийный характер: увеличение температуры спекания от 1100 °C до  $T_1 \sim 1300$  °C приводит к повышению плотности от 15.86 до 18.02 г/см<sup>3</sup> (от 87.6% до 99.6% от  $\rho_{th} = 18.16$  г/см<sup>3</sup>), а дальнейшее увеличение  $T_{спек}$  до 1450–1500 °C приводит к снижению плотности до 17.37–17.48 г/см<sup>3</sup>, что соответствует 96.0÷96.6% от  $\rho_{th}$ .



**Рис. 1.** Зависимость плотности, размера зерна (a) и механических свойств (b) от температуры свободного спекания сплава ВНЖ-95, подвергнутого высокоэнергетической механоактивации

График зависимости предела макроупругости ( $\sigma_0$ ) и предела текучести ( $\sigma_T$ ) механоактивированного псевдосплава от температуры спекания представлен на рис.1*б*. Из представленного рисунка видно, что зависимости  $\sigma_0(T)$  и  $\sigma_T(T)$  имеют двухстадийный характер; максимум механических свойств сплава ( $\sigma_0 = 1030$  МПа,  $\sigma_T = 1320$  МПа) достигается в сплаве, спеченном при T = 1250 °C. Дальнейшее повышение температуры приводит к снижению прочности материала.

На рис. 2*а* представлены зависимости плотности НД псевдосплава ВНЖ-95 (размер частиц после МА составляет 100 нм), полученных методом высокоэнергетической МА и электроимпульсного плазменного спекания (ЭИПС).

Обобщение результатов, представленных на рис. 2*a* показывает, что оптимальная температура ЭИПС нанодисперсных псевдосплавов ВНЖ-95 составляет  $T_1 \sim 1100$  °C (при скорости нагрева  $V_{\rm H} = 100$  °C/мин). Следует отметить, что уменьшение скорости нагрева приводит к смещению оптимальной температуры спекания в область более высоких значений: оптимальная температура ЭИПС сплава нагреваемого со скоростью 50 °C/мин составляет  $T_1 = 1200$  °C.

Исследования структуры образцов после высокоэнергетической МА и высокоскоростного ЭИПС показывают, что в сплаве при температуре спекания  $T_1 = 1100$  °C формируется структура со средним размером зерна ~ 400–500 нм. На рис. 26 представлены графики зависимости механических свойств нанодисперсного псевдосплава ВНЖ-95 от температуры спекания при скорости нагрева 100 °С/мин. Полученные зависимости  $\sigma_0(T)$  и  $\sigma_T(T)$  являются двухстадийными. Максимальные механические свойства псевдосплава ( $\sigma_0 = 2250$  МПа,  $\sigma_T = 2500$  МПа) достигаются после ЭИП-спекания со скоростью 100 °С/мин при температуре  $T = 925 \div 950$  °С. Вместе с тем следует отметить, что пластичность (при испытании на сжатие) сплава после такого режима спекания мала и не превышает 0.2–0.5%. Спекание ЭИПС-методом при более высоких температурах (более 1050 °С) хоть и приводит к снижению прочностных свойств сплава ( $\sigma_0 \le 1500$  МПа,  $\sigma_T \le 1900$  МПа), но обеспечивает повышенную пластичность материала – образцы спеченного сплава не разрушаются после осадки ~10%.



**Рис. 2.** Зависимость плотности (*a*) и механических свойств (*б*) от температуры ЭИПС псевдосплава ВНЖ-95, подвергнутого высокоэнергетической механоактивации

Сопоставление полученных результатов с данными по механическим свойствам стандартных крупнозернистых сплавов показывает, что разработанные сплавы ВНЖ-95 по величине предела макроупругости и предела текучести превосходят стандартные аналоги в 3.5–4 раза.

В работе предложена модель процесса спекания ультрадисперсных сплавов системы W–Ni–Fe объясняющая трехстадийность зависимости плотности от температуры спекания. Показано, что зависимость плотности от температуры спекания определяется протеканием двух конкурирующих процессов – процесса диффузионного массопереноса, приводящего к увеличению плотности сплава, и процесса роста зерен, затрудняющего спекание.

Авторы выражают признательность за поддержку РФФИ (гранты №09-02-01368-а, 09-02-97086-р\_поволжье\_а, 09-03-01152-а, 09-08-97044-р\_поволжье\_а), НОЦ ФТНС ННГУ и НОЦ «Нанотехнологии» ННГУ, программе «Фундаментальные исследования в высшем образовании» (BRHE), фонду U.S. CRDF и Минобразованию РФ (грант №RUX0-001-NN-06/BP3C01), АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 гг.)», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

## ЭФФЕКТ ОДНОВРЕМЕННОГО ПОВЫШЕНИЯ ПРОЧНОСТИИ И ПЛАСТИЧНОСТИ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ В НАНО-И МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДАМИ ИНТЕНСИВНОГО ПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ

Чувильдеев В.Н. <sup>(1)</sup>, Копылов В.И. <sup>(2)</sup>, Грязнов М.Ю.<sup>(1, 3)</sup>, Нохрин А.В.<sup>(1)</sup>, Пирожникова О.Э.<sup>(1, 3)</sup>, Лопатин Ю.Г.<sup>(1)</sup>, Мелехин Н.В.<sup>(1)</sup>, Сахаров Н.В.<sup>(1)</sup>, Сысоев А.Н.<sup>(1)</sup>

<sup>(1)</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», г. Нижний Новгород, Россия <sup>(2)</sup> Физико-технический институт НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь <sup>(3)</sup> Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А. Благонравова, г. Нижний Новгород, Россия nokhrin@nifti.unn.ru

Как известно, пластичность крупнозернистых (КК) металлов с повышением прочности падает. Указанная закономерность, чем выше предел прочности, тем ниже пластичность  $\delta_{max}$ , как правило, выполняется и для НМК материалов. Сравнительно недавно в ряде работ по изучению механических свойств НМК материалов полученных методом равноканального углового прессования (РКУП), были обнаружены исключения из этого правила - при сохранении очень высокой прочности при комнатной температуре наблюдалась довольно высокая пластичность, сопоставимая, а иногда и превосходящая пластичность исходного КК материала. Описанное поведение наблюдалось в алюминиевых и магниевых сплавах, а также в меди и титане. Эффект одновременного проявления и высокой прочности и высокой пластичности при комнатной температуре является весьма необычным и требует детального рассмотрения.

В работе описаны результаты экспериментальных и теоретических исследований эффекта одновременного повышения прочности и пластичности при комнатной температуре в нано- и микрокристаллических металлах и сплавах, полученных методами равноканального углового прессования. В качестве объекта исследования выступали промышленные алюминиевые (сплавы AMr6, 1575) и магниевые (сплавы MA2-1, MA14, AZ-91) сплавы, нано- и микрокристаллическая структура в которых была сформирована с использованием различных температурно-скоростных режимов РКУП. Показано, что оптимизация режимов интенсивного пластического деформирования при РКУП позволяет реализовать в промышленном сплаве AMr6 эффект одновременного повышения прочности и пластичности при комнатной температуре – величина предела прочности ( $\sigma_{\rm B} = 450$  МПа) и относительного удлинения ( $\delta$ = 25%) при комнатной температуре в два раза превышает аналогичные показатели для обычного крупнозернистого сплава.

Показано, что в НМК материалах с эффектом одновременного повышения прочности и пластичности на кривых  $\sigma(\epsilon)$  при комнатной температуре наблюдается стадия стационарного течения («площадка текучести»), обнаруживается скоростная чувствительность предельного удлинения  $\delta_{max}$  и предела прочности  $\sigma_{B}$  (максимум прочности и пластичности при комнатной температуре наблюдается в строго определенном интервале скоростей деформации), а также немонотонная зависимость прочности и пластичности от размера зерна: эффект одновременного повышения прочности и пластичности проявляется в НМК материалах с некоторым промежуточным – субмикронным и микронным – размером зерна.

В работе предложена модель расчета предела прочности при комнатной температуре в НМК-РКУП материалах. Показано, что величина предела прочности при комнатной температуре определяется стационарной плотностью дефектов (дислокаций ориентационного несоответствия и скользящих компонент делокализованных дислокаций), накапливаемых на границах зерен, в процессе деформации НМК материала при комнатной температуре. В рамках предложенной модели получено выражение для размера зерна  $d_2$ , при котором уровень стационарной плотности дефектов в неравновесных границах зерен НМК материала и, соответственно, величина предела текучести, достигают своего максимального (предельного) значения. Проведен анализ влияния скорости деформации и диффузионных свойств границ зерен на величину размера зерна  $d_2$ , а также величину предела прочности НМК материала. Показано, что зависимость предела прочности НМК материала от скорости деформации  $\dot{\varepsilon}_v$  и размера зерна носит немонотонный двухстадийный характер.

Анализ диффузионных свойств границ зерен НМК материалов показал, что эффект одновременного повышения прочности и пластичности при комнатной температуре, реализуется в НМК-РКУП материалах, границы зерен которых содержат избыточную плотность внесенных дефектов, вследствие этого обладают избыточным свободным объемом и могут быть описаны как неравновесные.

В работе предложена модель расчета предельной деформации  $\delta_{max}$  НМК-РКУП материалов при комнатной температуре. Показано, что величина деформации на стадии равномерного течения материала ( $\epsilon^*$ ) пропорциональна величине предела прочности и определяется теми же факторами (уровнем неравновесности границ зерен, скоростью деформации и гомологической температуре деформации). Показано, что величина предельной деформации  $\delta_{max}$  определяется кинетикой накопления дефектов в тройных стыках неравновесных границ зерен. Описана кинетика накопления мощности стыковых дисклинаций при деформации НМК-РКУП материалах в условиях растяжения при комнатной температуре. Проведена оценка размера зерна  $d_m$ , соответствующему максимуму пластичности НМК материала и рассмотрено влияние уровня неравновесности границ зерен и скорости деформации на величину предельной деформации  $\delta_{max}$ .

Описаны условия на температурно-скоростные режимы РКУП, условия закалки и выдержки после РКУП, при которых может сохраняться высокий уровень диффузионной проницаемости границ зерен при комнатной температуре и может быть реализован эффект одновременного повышения прочности и пластичности НМК-РКУП материалов.

Результаты теоретических расчетов сопоставлены с результатами экспериментальных исследований НМК-РКУП промышленных алюминиевых и магниевых сплавов.

Авторы выражают признательность за поддержку РФФИ (гранты №09-02-01368-а, 09-02-97086-р\_поволжье\_а, 09-03-01152-а, 09-08-97044-р\_поволжье\_а), НОЦ ФТНС ННГУ и НОЦ «Нанотехнологии» ННГУ, программе «Фундаментальные исследования в высшем образовании» (BRHE), фонду U.S. CRDF и Минобразованию РФ (грант №RUX0-001-NN-06/BP3C01), АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 гг.)», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СООТНОШЕНИЯ ХОЛЛА–ПЕТЧА В НАНО- И МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛАХ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДАМИ ИНТЕНСИВНОГО ПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ

Нохрин А. В.<sup>(1)</sup>, Чувильдеев В. Н.<sup>(1)</sup>, Копылов В. И.<sup>(2)</sup>, Грязнов М. Ю.<sup>(1, 3)</sup>, Пирожникова О. Э.<sup>(1, 3)</sup>, Лопатин Ю. Г.<sup>(1)</sup>, Мелехин Н. В.<sup>(1)</sup>, Сахаров Н. В.<sup>(1)</sup>, Мышляев М. М.<sup>(4, 5)</sup>

<sup>(1)</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», г. Нижний Новгород. Россия

<sup>(2)</sup> Физико-технический институт НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь <sup>(3)</sup> Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А. Благонравова, г. Нижний Новгород, Россия

(4) Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Россия

<sup>(5)</sup> Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Благонравова РАН <u>nokhrin@nifti.unn.ru</u>

В работе описаны результаты экспериментальных и теоретических исследований предела макроупругости ( $\sigma_0$ ) и предела текучести ( $\sigma_T$ ) нано- и микрокристаллических (НМК) металлов и сплавов различного химического и фазового состава, структура которых сформирована методом многоциклового равноканального углового прессования (РКУП).

Для исследований механических свойств НМК металлов и сплавов использовалась методика релаксационных испытаний микрообразцов на сжатие, позволяющая проводить прецизионные измерения величины предела макроупругости ( $\sigma_0$ ) и физического предела текучести ( $\sigma_T$ ) и на основании соотношения Холла–Петча ( $\sigma_T = \sigma_0 + K d^{1/2}$ ) проводить оценку величины коэффициента зернограничного упрочнения К. Исследование структуры НМК-РКУП металлов проводилось с использованием методом атомно-силовой микроскопии (универсальный воздушных атомно-силовой микроскоп Ассигех ТМХ-2100) и растровой электронной микроскопии (растровый электронный микроскоп Jeol JSM-6490 с рентгеновским микроанализатором INCA 350). В качестве объектов исследования выступали НМК-РКУП металлы технической чистоты (медь, никель, титан, железо), а также квазиоднофазные сплавы систем Mg-Al (сплавы MA2-1, AZ-91), Mg-Zn (сплав MA14) и Al-Mg (сплав АМг6).

Проведенные экспериментальные исследования показали, что в НМК-РКУП металлах по сравнению с обычными материалами наблюдаются более высокие значения  $\sigma_0$  и более низкие коэффициенты зернограничного упрочнения K в соотношении Холла–Петча. Описаны результаты исследований влияния отжигов на значения  $\sigma_0$  и  $\sigma_T$  НМК металлов. Показано, что зависимость предела макроупругости  $\sigma_0$  и коэффициента К от температуры отжига зависит от характера процессов рекристаллизации. В случае, когда в НМК металлах имеет место аномальный рост зерен при отжиге наблюдается эффект аномального упрочнения и немонотонная зависимость коэффициента K от температуры отжига. В случае, когда процесс рекристаллизации в НМК металлах носит обычный характер, наблюдается монотонное уменьшение  $\sigma_0$  и увеличение K при повышении температуры отжига.

Описана модель, позволяющая рассчитывать параметры соотношения Холла-Петча для НМК-РКУП металлов. В основе модели лежит предположение о том, что величина напряжения течения в НМК-РКУП металлах наряду с обычными вкладами (вкладом решеточных дислокаций, атомов примесей и т.д.) содержит вклад, связанный с напряжениями, создаваемыми распределенными на границах зерен дефектами, возникающими при формировании структуры этих материалов. Получены выражения, позволяющие рассчитать зависимость параметров соотношения Холла–Петча от степени и скорости предварительной деформации. Показано качественное соответствие результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными.

В работе предложена модель, позволяющая провести анализ влияния диффузионно-контролируемых процессов возврата и рекристаллизации на величину предела макроупругости, предела текучести и коэффициент зернограничного упрочнения НМК-РКУП металлов. Показано, что эффект аномального упрочнения и эффект повышения коэффициента зернограничного упрочнения при отжиге НМК материалов связан с накоплением дефектов на мигрирующих границах зерен НМК металлов. Получены выражения, позволяющие связать величину предела макроупругости и коэффициента Холла–Петча со скоростью миграции границ зерен, уровнем их неравновесности, плотностью решеточных дислокаций, а также температурой и временем отжига. Проведено детальное сопоставление результатов численных расчетов, проведенных на базе разработанной модели, с экспериментальными результатами и литературными данными.

Авторы выражают признательность за поддержку РФФИ (гранты №09-02-01368-а, 09-02-97086-р\_поволжье\_а, 09-08-97044-р\_поволжье\_а), НОЦ ФТНС ННГУ и НОЦ «Нанотехнологии» ННГУ, программе «Фундаментальные исследования в высшем образовании» (BRHE), фонду U.S. CRDF и Минобразованию РФ (грант №RUX0-001-NN-06/BP3C01), АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 гг.)», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ЗАРОЖДЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТРЕЩИН КОРРОЗИОННОГО РАСТРЕСКИВАНИЯ ПОД НАПРЯЖЕНИЕМ В МАЛОУГЛЕРОДИСТЫХ НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ СТАЛЯХ

## Чувильдеев В. Н., Нохрин А. В., Болдин М. С., Бутусова Е. Н., Чегуров М. К., Лопатин Ю. Г., Степанов С. П., Михайлов А. С., Козлова Н. А., Котков Д. Н., Вирясова Н. Н.

Научно-исследовательский физико-технический институт ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», г. Нижний Новгород, Россия nokhrin@nifti.unn.ru

В работе описаны результаты исследований влияния напряжений и параметров структуры малоуглеродистых низколегированных сталей на их склонность к зарождению и распространению трещин коррозионного растрескивания под напряжением (КРН). В качества объектов исследования использовались образцы трубных сталей различного химического и фазового состава, изготовленные по технологиям горячей прокатки, нормализации, контролируемой прокатки и термического улучшения в состоянии поставки и после длительной эксплуатации (состаренном состоянии).

Испытания на зарождение КРН трещин проводились по схеме «трехточечный изгиб» при комнатной температуре в водных растворах серной кислоты ( $H_2SO_4$ ) с добавлением и без добавления ингибиторов коррозии при различных значения элек-

трохимического потенциала, а также в кипящих водных растворах нитрата кальция с добавлением аммиачной селитры (57%Ca(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>+6%NH<sub>4</sub>NO<sub>3</sub>+37%H<sub>2</sub>O). В процессе эксперимента фиксировалось время инкубационного периода  $\tau_{инк}$ , а также скорость роста трещин (V<sub>крн</sub>) при заданном уровне напряжения ( $\sigma$ ). Испытания проводились в интервале напряжений до предела прочности. Структура сталей исследовалась с использованием методов металлографии, атомно-силовой и электронной микроскопии. Механические свойства сталей (предел макроупругости  $\sigma_0$  и предел текучести  $\sigma_{\tau}$ ) определялись с использованием методики релаксационных испытаний микрообразцов на сжатие.

Проведенные экспериментальные исследования процесса зарождения стресскоррозионных трещин позволили установить, что время инкубационного периода  $\tau_{инк}$  монотонно уменьшается при повышении величины приложенных напряжений. Установлено, при напряжениях близких к пределу макроупругости стали ( $\sigma = \sigma_0$ ) время инкубационного периода резко увеличивается и разрушения образцов не происходит, т.е. предел макроупругости соответствует величине порогового разрушающего напряжения КРН ( $\sigma_{крн} = \sigma_0$ ).

Показано, что зависимость  $\tau_{uhk}(\sigma)$  имеет характер, близкий к экспоненциальному – в полулогарифмических координатах  $\ln \tau_{uhk}$ –  $\sigma$  зависимости времени инкубационного периода от величины приложенного напряжения представляют собой прямые линии, угол наклона которых зависит от структурного состояния стали (размера зерна, концентрации легирующих элементов и, что особенно важно, от размера и объемной доли частиц карбидов, выделяющихся по границам зерен феррита).

Исследовано влияние структуры сталей и величины приложенного напряжения на скорость роста трещины КРН. Показано, что зависимость длины трещины от времени испытания  $L_{\rm Tp}(t)$  имеет линейный характер, а зависимость скорости роста трещины КРН от приложенного напряжения  $V_{\rm кph}(\sigma)$  имеет близкий к экспоненциальному, характер.

Установлено, что угол наклона зависимости  $V_{\text{крн}}(\sigma)$  в полулогарифмических координатах  $\ln V_{\text{тр}}$ - $\sigma$  зависит от химического состава стали и ее структурного состояния (размера зерна и, в значительно степени, объемной доли карбидов, выделившихся по границам зерен феррита в процессе длительной эксплуатации).

Показано, что увеличение объемной доли карбидов, выделившихся по границам зерен феррита, приводит к снижению времени инкубационного периода и увеличению скорости роста трещины КРН при заданному уровне напряжения ( $\sigma$  = const), а также к уменьшению величины порогового разрушающего напряжения КРН ( $\sigma_{крн}$ ).

Для объяснения наблюдаемых закономерностей в работе предложена физическая модель зарождения и распространения трещины КРН. В рамках модели предполагается, что скорость роста трещины контролируется скоростью пластической деформации в ее вершине. На основе разработанной модели проведена оценка величины энергии активации пластической деформации для сталей в различных структурных состояниях. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными для трубных сталей различного химического и фазового состава.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КАРБИДА ВОЛЬФРАМА, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО СПЕКАНИЯ

Чувильдеев В. Н. <sup>(1)</sup>, Москвичева А. В.<sup>(1)</sup>, Лопатин Ю. Г.<sup>(1)</sup>, Благовещенский Ю. В.<sup>(2)</sup>, Исаева Н. В.<sup>(2)</sup>, Шотин С. В.<sup>(1)</sup>

<sup>(1)</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», г. Нижний Новгород, Россия <sup>(2)</sup> Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Благонравова РАН <u>avmosk@nifti.unn.ru</u>

Методами рентгеновской дифракции, электронной и оптической микроскопии, денситометрии и микроиндентирования изучено влияние режимов получения и температурно-скоростных режимов спекания наноразмерных порошков карбида вольфрама на механические свойства спеченного материала.

Объектом исследования являются структурные, механические и физические свойства чистого карбида вольфрама, полученного методом электроимпульсного плазменного спекания (ЭИПС), известного в иностранной литературе как «Spark Plasma Sintering». В качестве исходного материала использовались наноразмерные порошки карбида вольфрама WC, полученные в процессе двухстадийного синтеза, включающего плазмохимический синтез ультрадисперсной монофазной системы «вольфрам-углерод» (W–C) и низкотемпературный синтез из этих порошков одно-фазного монокарбида вольфрама со средним размером частиц 30-80 нм. Измерение размеров частиц осуществлялось с помощью растрового электронного микроскопа Jeol JSM-6490 с рентгеновским микроанализатором INCA 350 и путем измерения удельной поверхности порошков.

Спекание образцов в вакууме проводилось на установке «Spark Plasma Sintering, model SPS-625» производства Японии (SYNTEX INC.). Эксперименты выполнялись в ручном режиме путем управления величиной тока, пропускаемого через образец и пресс-форму. Температура спекания измерялась по пирометру, сфокусированному на поверхности графитовой пресс-формы. Спекание проводилось при уровне вакуума 3 Па. Первоначально подавался ток в 400 А, что приводило к разогреву образца до 600 °C за 3 минуты при приложении давления в 50 МПа. Затем ток скачком увеличивался до достижения образцом выбранной температуры (за 45–70 секунд). Время выдержки при температуре спекания составляло 30 секунд, после чего ток выключался и охлаждение образца происходило естественным путем. Температура электроимпульсного плазменного спекания варьировалась в интервале от 1400 до 1800 °C.

Исследование структуры спеченных материалов проводилось с помощью оптического микроскопа «Leica IM DRM» и растрового электронного микроскопа Jeol JSM-6490. Размер зерна определялся на изломах и микрошлифах при помощи программного комплекса обработки изображений. Исследование плотности образцов проводилось методом гидростатического взвешивания. Фазовый состав порошка и полученных образцов исследовался при помощи автодифрактометра «ДРОН-УМ1». Экспериментальные исследования микротвердости материалов были проведены на автоматизированном микротвердомере «Struers Duramin-5» при нагрузках 200 г и 2 кг. Следует отметить, что в условиях нестационарного нагрева фазовое равновесие в системе W–C может смещаться либо в сторону выделения свободного углерода, либо приводить к появлению карбида  $W_2C$ , что одинаково негативно сказывается на механических свойствах полученного материала. В этой связи в работе проанализированы фазовые составы исходных порошков и спеченных образцов.

Исследования зависимостей плотности и размеров зерна от температуры электроимпульсного плазменного спекания в спеченных образцах показали, что относительная плотность 99% от теоретической достигается уже при температуре 1700 °C. Однако, при температурах 1650–1800 °C в карбиде вольфрама возможен аномальный рост зерен, приводящий к появлению отдельных зерен с большим коэффициентом отношения длины к ширине. Исследована микроструктура спеченных образцов и проанализирована ее эволюция в широком интервале температур спекания (от 1400 до 1800 °C). В работе получены массивные образцы чистого карбида вольфрама с размером зерна 500 нм и микротвердостью 30 ГПа. Приведены примеры зависимости усадки порошков и кинетики спекания от температуры нагрева при электроимпульсном плазменном спекании в широком интервале скоростей нагрева. Из представленных экспериментальных данных следует, что наибольшая микротвердость достигается при температуре спекаемого материала.

Авторы выражают признательность за поддержку РФФИ (гранты №09-02-01368-а, 09-02-97086-р\_поволжье\_а, 09-03-01152-а, 09-08-97044-р\_поволжье\_а), НОЦ ФТНС ННГУ и НОЦ «Нанотехнологии» ННГУ, программе «Фундаментальные исследования в высшем образовании» (BRHE), фонду U.S. CRDF и Минобразованию РФ (грант №RUX0-001-NN-06/BP3C01), АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 гг.)», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

## УДК 539.5

## ОТКОЛЬНОЕ РАЗРУШЕНИЕ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

#### Скрипняк В. А., Скрипняк Е. Г., Козулин А. А., Скрипняк Н. В.

#### Томский государственный университет, Томск, Россия <u>skrp@ftf.tsu.ru</u>

Результаты исследований последних лет свидетельствуют о влиянии размеров зерна на параметры откольного разрушения металлов и сплавов [1-5]. Отмечено, что эффективная откольная прочность ряда ультрамелкозернистых алюминиевых сплавов, меди выше, чем у соответствующих крупнокристаллических образцов.

В данной работе представлены результаты анализа закономерностей откольного разрушения алюминиевых сплавов AA6063T6, Д16T, меди M2 с поликристаллической и ультрамелкозернистой структурой при импульсном нагружении с амплитудами от 4 до 7 ГПа. С применением метода имитационного моделирования проведен анализ экспериментальных временных профилей ударных импульсов на свободной поверхности плоских пластин [6,7]. Ударные импульсы в образцах генерировались ударом тонких алюминиевых пластин со скоростью 650 м/с [4,5,8]. Для анализа использованы экспериментальные профили полученные на образцах сплавов с размерами зерна от 100 до 1 мкм для сплавов Д16Т, AA6063T6 и от 110 до 0,5 мкм в меди М2. Ультрамелкозернистая структура в образцах алюминиевых сплавах была сформирована методами многопроходного равноканального угло-



Рис. 1.

вого прессования (РКУП), а для меди - методом объемной ковки [4,5,9,10].

Для оценки сопротивления динамическому разрушению использована величина разрушающего напряжения при отколе (откольная прочность материала). Величина откольной прочности определялась в ходе численного моделирования условий экспериментов. Предельная величина разрушающего напряжения в расчетах оценивалась по расчетным значениям растягивающих напряжений в зоне откола, как показано на рис. 1.

Метод позволяет получать данные, коррелирующие со значениями откольной прочности, полученными с помощью приближенной формулы [11,12]

$$\sigma_{spall} = (1/2)\rho_0 C_b (\Delta u_{fs} + \delta), \ \delta = (h/C_b - h/C_F) \cdot |\dot{u}_1|$$

Здесь  $\sigma_{spall}$  – откольная прочность,  $\rho_0$  – начальная массовая плотность,  $C_b$  – объемная скорость звука в ударно сжатом материале,  $\Delta u_{fs}$  – разность максимальной скорости свободной поверхности мишени и скорости перед фронтом откольного импульса,  $\delta$  – поправка, для учета градиентов скорости в свободной поверхности перед фронтом откольного импульса и в самом фронте, h – толщина мишени,  $C_F$  – продольная скорость звука,  $\dot{u}_1$  - изменение скорости свободной поверхности во времени перед фронтом откольного импульса.

Для описания процесса разрушения при моделировании высокоскоростного соударения пластин использованы варианты моделей повреждаемых сред [11-15].

Полученные результаты, свидетельствуют о том, что при размерах зерна от 0,5 до 100 мкм откольное разрушение является результатом протекания процессов зарождения центров разрушения и роста их размеров и образования макроскопической откольной трещины.

На рис. 2 и 3 приведено сопоставление полученных данных о разрушающих напряжениях от скорости деформации в алюминиевых сплавах и меди. Заполненными символами обозначены экспериментальные данные [4,5,12,13]. Линиями показаны теоретические прогнозы изменения разрушающего напряжения от логарифма скорости деформации в области формирования откольного разрушения.

В процессе откольного разрушения ультрамелкозернистых сплавов можно выделить три стадии, на которых эволюция структуры сопровождается зарождением центров разрушения, ростом их размеров и формированием зоны макроскопического разрушения (магистральной трещины). Длительность стадий и соответствующие значения плотности внутренней энергии в субмикрокристаллических сплавах отличаются от соответствующих значений, реализующихся в крупнокристаллических сплавах при сходных интенсивностях и длительностях импульсов. Зона откольного повреждения в одинаковых условиях нагружения имеет большую ширину в материалах с крупнокристаллической структурой.



Откольная прочность сплавов с субмикрокристаллической структурой выше, чем у сплавов в крупнокристаллическом состоянии, но не превышает значений откольной прочности монокристаллов в диапазоне скоростей деформации от  $10^3$  до  $10^8$ с<sup>-1</sup>. С увеличением дисперсии распределения зерен по размерам, разрушающие напряжения уменьшаются, а характерное время зарождения центров разрушения возрастает. В результате ширина пространственной зоны откольного разрушения в сплавах с ультрамелкозернистой структурой оказывается меньше, чем в крупнокристаллических аналогах. Полученные результаты свидетельствуют о том, что зона разрушения в ультрамелкозернистых сплавов включает множество локальных очагов повреждений материала, размеры которых зависят от скорости деформации.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы.

#### Список литературы

- 1. Дударев Е.Ф., Марков А.Б., Табаченко А.Н. и др. Откольное разрушение крупнозернистого и ультрамелкозернистого алюминия при воздействии наносекундного релятивистского сильноточного электронного пучка //Известия высших учебных заведений. Физика. 2007. –Т. 50. –№ 12. –С. 32-38.
- Дударев Е.Ф., Марков А.Б., Бакач Г.П., и др. Откольное разрушение ультрамелкозернистых и крупнозернистых ГЦК-металлов при воздействии наносекундного релятивистского сильноточного электронного пучка //Известия высших учебных заведений. Физика. 2009. – Т. 52. –№ 3. – С. 19-24.
- Скрипняк В.А., Скрипняк Е.Г., Крюгер Л. и др. Механическое поведение субмикрокристаллических металлических сплавов при динамических нагрузках// Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Труды межд. конф. IX Харитоновские тематические научные чтения. г. Саров. РФЯЦ ВНИИЭФ. 2007. –С. 369-373.
- 4. Гаркушин Г.В., Разоренов С.В., Игнатова О.Н. Влияние внутренней структуры меди М1 на упруго-пластические и прочностные свойства при ударно-волновом нагружении. // Сборник статей международной конференции «Забабахинские научные чтения 2007». Снежинск, 2007. С.5-15. (http://www.vniitf.ru/rig/konfer/9zst/s5/s-5.htm).
- Гаркушин Г.В., Разоренов С.В., Канель Г.И., Игнатова О.Н., Иванчихина Г.И. Исследование упругопластических и прочностных свойств меди М1 при ударно-волновом нагружении // Материалы доклада III Международной школы-конференции «Физическое материаловедение». Наноматериалы технического и медицинского назначения. Тольятти. 2007. –С.190-192.
- 6. Skripnyak V.A., Skripnyak E.G., Nazarov M.N. Mechanical Behavior of Nanostructured Materials at High Strain Rates. Computer Simulation // Proc.14th APS Topical Conference on

Shock-Compression of Condensed Matter M.D. Furnish. M L. Elert. T.P. Russell and C.T. White. AIP Conference Proceedings. 2006. –P.503-506.

- Skripnyak V.A., Skripnyak E.G. Shear strength of nanocrystalline and UFG materials under shock wave loading // Physical mesomechanics. 2004. – V.7. – P. 297-300.
- 8. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Экспериментальные профили ударных волн в конденсированных веществах. –М.: ФИЗМАТЛИТ. 2008.–246 с.
- Meyer L.W., Hockauf M., Kruger L., Schneider I. Compressive behavior of ultrafine- grained AA6063T6 over a wide range of strain and strain rate // International Journal of Material Research. 2007. -V.98. -№3. -P.1-9.
- 10. Hockauf M., Meyer L.W., Halle T., et al Mechanical properties and microstructural changes of ultrafine-grained AA6063T6 during high-cycle fatigue // International Journal of Material Research. 2006. –V. 97. №10. –P. 1392-1400.
- 11. Antoun T., Seaman L., Curran D., et. all. Spall fracture . Springer Veflag New-York Inc. 2003. -404 p.
- 12. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К. 1996. –408 с.
- 13. Dekel E., Eliezer S., Henis Z. et.al. Spallation model for the high strain rates range//J. Appl. Phys. 1998. -V. 84. -N. 9.-P. 4851-4858.
- 14. Илькаев Р.И., Учаев А.Я., Новиков С.А. и др. Универсальные свойства металлов в явлении динамического разрушения // ДАН. Физика. 2002. –Т. 384. –№3. –С. 328-333.
- Ikkurthi V.R., Chaturvedi S. Use of different damage models for simulating impact-driven spallation in metal plates //International Journal of Impact Engineering. 2004. -V. 30. -P.275 -301.

УДК 539.5

## ВЛИЯНИЕ ПОРОВОЙ СТРУКТУРЫ НА СДВИГОВУЮ И ОТКОЛЬНУЮ ПРОЧНОСТЬ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОЙ ОКСИДНОЙ КЕРАМИКИ

## Скрипняк В. А., Скрипняк Е. Г., Коробенков М. В., Скрипняк В. В.

Томский государственный университет, Томск, Россия <u>skrp@ftf.tsu.ru</u>

В структуре конструкционных керамических материалов на основе  $Al_2O_3$ ,  $ZrO_2$ , SiC, B<sub>4</sub>C всегда присутствуют поры. С ростом концентрации и размеров пор прочностные свойства керамических материалов снижаются [1–3]. Однако при пористости до 10% на прочностные свойства влияют размеры зерна и параметры поровой структуры. В настоящее время интенсивно ведутся исследования влияния порой структуры на механическое поведение наноструктурных керамических материалов [2–6]. В данной работе методом компьютерного моделирования проведено исследование влияния поровой структуры на сдвиговую и откольную прочность ряда хрупких керамических материалов. Моделирование выполнено на основе модифицированного метода вычислительной механики материалов [4]. На мезоскопическом уровне физико-механическое поведение конденсированной фазы керамики описывалось в рамках подходов [6,7].

Поровая структура характеризуется коэффициентом формы пор (отношением объема сферы, вписанной в пору, к объему сферы, описанной около поры), размерами пор  $d_p$ , средним расстояние между близлежащими порами  $L_p$ , эффективным радиусом порового кластера  $L_{ci}$ , средним расстоянием между кластерами пор  $L_{cl}$ .

Модельные поровые структуры были созданы с учетом экспериментальных данных о поровых структурах образцов керамических материалов. На рисунке 1 показаны два типа элементов модельных объемов (с пористостью  $\alpha$ =0,11 и коэффициентом формы 0,74). На рис. 1, *a*, структура характеризуется равномерным распределением пор со средними их размерами 25,2 мкм, минимальным расстоянием между центрами близлежащих пор  $L_p$ ~100 мкм. На рисунке 1, *б*, структура содержит кластеры из 6 пор, имеющих размеры 10,3 мкм. Расстояние между порами в кластере – 12,6 мкм, расстояние между кластерами – 100 мкм.



**Рис. 1.** Равномерное распределение изолированных пор (a) и кластеров пор (b) в модельных элементах керамики

Исследовались процессы деформации и разрушения керамических материалов с модельными поровыми структурами при воздействии ударных импульсов от 2 до 10 ГПа. Результаты моделирования использованы для оценки эффективных значений сдвиговой и откольной прочности керамики в зависимости от параметров поровой структуры. На рис. 2 показаны расчетные поля сдвиговых напряжений в модельных объемах керамики в области ударного перехода. Поры являются мезоскопическими концентраторами сдвиговых напряжений. Форма изолированных пор определяет характер распределения напряжений в объёме материала и коэффициент концентрации напряжений. С увеличением относительного расстояния от поры  $L_p/d_p > 5$  коэффициент концентрации сдвиговых напряжений уменьшается.

При нагружении ударными импульсами, амплитуды которых не превышают предела упругости, величина откольной прочности керамических материалов может варьироваться в широких пределах. Величина откольной прочности снижается пропорционально величине интегральной пористости. При этом коэффициент пропорциональности зависит от равномерности распределения пор в объеме материала. Это обусловлено тем, что область действия растягивающих напряжений локализована в откольной зоне.

При амплитудах ударных волн, превышающих предел упругости Гюгонио, материал вокруг пор начинает повреждаться в волне нагружения. В этом случае величина откольной прочности снижается вплоть до нуля. В ударной волне неупругая деформация локализуется вокруг пор.


**Рис. 2.** Распределение интенсивности напряжений в объемах структурированных Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>материалов при нагружении плоской ударной волной с амплитудой 5 ГПа в момент времени 14 нс

На рис. 3 показана зависимость эффективного параметра поврежденности ударно сжатой оксид-алюминиевой керамики от расстояния для сферических и кубических пор. Радиус зоны повреждения конденсированной фазы вокруг пор более чем в два раза превышает начальный размер поры.



Рис. 3.

Под действием градиента гидростатического давления во фронте протекает трансформация формы пор из сферической в эллипсоидную и далее в дискообразную. Изменение формы пор вызывает резкое увеличение концентрации напряжений в плоскости, ортогональной направлению распространения волны. При наличии поровых кластеров, эффективная сдвиговая прочность керамических материалов снижается с уменьшением расстояния между поровыми кластерами.

Изменение формы изолированных пор сопровождается уменьшением объема

пор за счет перемещения конденсированной фазы. Коллапс пор в керамических материалах сопровождается сдвигами и разворотами микрофрагментов. Локальная релаксация давлений вызывает появление градиентов массовой скорости в направлении, ортогональном направлению распространению волны. Появление распределения массовых скоростей в зоне ударного перехода приводит к формированию полос, ориентированных параллельно направлению распространения волны.

Формирование зон разрушения (макроскопических трещин) сопровождается релаксаций сдвиговых напряжений. Зоны разрушения разделяют элементарный объем на фрагменты. Размеры фрагментов, сформировавшихся при сжатии в ударной волне, зависят от скорости деформации и параметров поровой структуры. Средние размеры фрагментов, образовавшихся при сжатии пористой керамики, уменьшаются при увеличении амплитуды нагрузки и скорости деформации в объеме материала. Увеличение размеров пор при сохранении интегральной пористости приводит к образованию распределения фрагментов по размерам. В результате размеры фрагментов, образующихся при интенсивном динамическом нагружении, могут различаться на несколько порядков.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 08-08-12055) и Минобрнауки РФ (программа АВЦП ФАО «Развитие научного потенциала высшей школы», проекты 2.1.1/6908, 2.1.1./5993).

#### Список литературы

- Louro H.L., Meyers M.A. Effect of stress state and microstructural parameters on impact damage of alumina-based ceramics // J. Material Science. – 1989. – V. 24. – № 3. – P. 2516– 2532.
- 2. Maiti S., Rangaswamy K., Geubelle P.H. Mesoscale analys of dynamic fragmentation of ceramics under tension// Acta Materialia. 2005. V. 53. № 3. P. 823–834.
- 3. Скрипняк В.А., Скрипняк Е.Г., Жукова Т.В. Повреждаемость керамических покрытий и конструкционной керамики при интенсивном импульсном нагружении // Химическая физика. 2002. Т. 21. № 9. С. 76–82.
- Скрипняк В.А., Скрипняк Е.Г., Каракулов В.В. Моделирование ударно-волнового нагружения наноструктурной керамики и керамических композитов // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Матер. Межд. конф. IX Харитоновские тематические научные чтения-2007. – Саров: РФЯЦ ВНИИЭФ, 2007. – С. 374–398.
- 5. Псахье С.Г., Смолин А.Ю., Стефанов Ю.П. и др. Моделирование поведения сложных сред на основе комбинированного дискретно-континуального подхода // Физическая мезомеханика. 2003. Т. 6. № 6. С. 11–21.
- Curran D.R., Seaman L. Simplified models of fracture and fragmentation // In: High-pressure shock compression of solids II – dynamic fracture and fragmentation / Ed. L. Davison, D.E. Grady, M. Shahinpoor. – Berlin: Springer, 1996. – P. 340–365.
- Johnson G.R., Holmquist T.J. A computational constitutive model for brittle materials subjected to large strains, high strain rates and high pressure // In: Shock-Wave and High Strain Rate Phenomena in Materials / Ed. M.A. Meyers, L.E. Murr, K.P. Staudhammer, M. Dekker. – N.Y.: AIP Press, 1992. – 1075 p.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ СЖАТИИ МЕТАЛЛОВ С МЕЛКИМ РАЗМЕРОМ ЗЕРНА

## Плехов О. А, Наймарк О. Б.

## Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь poa@icmm.ru

Современный прогресс в создании высокочувствительных инфракрасных детекторов привел к возрождению интереса к экспериментальному исследованию процессов диссипации и накопления энергии в металлах при пластическом деформировании и разрушении. На современном этапе развития инфракрасные камеры позволяют регистрировать изменения поверхностной температуры образца в области с характерным размером до 0.1 мм, точностью до 0.015 К и скоростью до 30000 измерений в секунду. Данные технические характеристики открывают широкие возможности в области исследования термодинамики пластического деформирования и разрушения, определения диссипативной способности материала и прогнозирования его остаточного ресурса.

Данная работа посвящена исследованию процессов накопления и диссипации энергии в металлах при их динамическом деформировании. В работе исследованы процессы диссипации энергии в некоторых металлах и сплавах (V, Fe, Ti, B95). Динамическое сжатие образцов проводилось на установке РСГ-5, реализующей тест Гопкинсона-Кольского со скоростью деформирования в диапазоне 3000-5000 с<sup>-1</sup>.

Особое внимание было уделено исследованию влияния размера зерна на диссипативную способность титана Grade 2 и сплава В95. В работе исследованы материалы в крупнозернистом и субмикрокристаллическом состояниях. Состояние с характерным размером зерна до 300 нм было получено методами равноканального углового прессования - РКУ (для титана) и методом динамического канального прессования (для B95).



Рис. 1. Развёртка процесса динамического деформирования образца в инфракрасном диапазоне при сканировании стандартным объективом (*a*), при сканировании объективом MW Macro F/3 (б).



Рис. 2. Изменение доли диссипированной энергии при динамическом сжатии для образцов сплава В95 при динамическом сжатии со скоростью деформации 4000-5000 с<sup>-1</sup>в зависимости от числа проходов динамического прессования.

Изменение поверхностной температуры проводилось инфракрасной камерой CEDIP Silver 450M (спектральный диапазон 3-5 микрон) с частой съёмки более 4 кГц. На рис. 1 представлена временная развёртка процесса динамического деформирования образца.

В результате работы было показано, что при всех условиях нагружения скорость диссипации энергии в металлах является нелинейным процессом, зависящим от условий нагружения и от среднего размера зерна.

Установлено, что при динамическом деформировании процесс измельчения зерна незначительно повышает механические характеристики материала. Динамический предел упругости в титане увеличился на 25%, для сплава В95 - на 15 %. Для сравнения при квазистатических испытаниях предел пропорциональности обоих материалов изменяется более чем в два раза.

Средний характерный размер зерна оказывает основное влияние на величину энергии, диссипированной в процессе деформирования материала. Доля диссипированной энергии в мелкозернистом материале существенно выше, чем в крупнозернистом аналоге. На рисунке 2 представлена зависимость данной величины для сплава В95 от числа предварительных проходов динамического прессования. При незначительном изменении механических свойств доля диссипированной энергии изменяется почти в два раза в зависимости от состояния материала перед сжатием в стержне Гопкинсовна-Кольского.

Дополнительно было показано, что для титана, полученного в результате четырёх проходов статического РКУ, величина доли диссипированной энергии не завит от скорости и амплитуды нагружения в диапазоне скоростей деформации 3000-5000с<sup>-1</sup>. Анализ полученных экспериментальных данных позволяет высказать гипотезу о том, что при измельчении зерна материал получает возможность задействовать структурный (конфигурационный) канал поглощения энергии деформирования и эффективно его использует в широком диапазоне скоростей деформации и интенсивности внешних воздействий.

# СТРУКТУРА И СВОЙСТВА СТАЛИ 01ЮТ ПОСЛЕ ДЕФОРМИРОВАНИЯ И ОХЛАЖДЕНИЯ В РУЛОНЕ

#### Куцова В. З., Котова Т. В., Житник Н. А.

# Национальная металлургическая академия Украины, г. Днепропетровск, Украина root@lks.dp.ua

Характерной особенностью деталей автомобиля, получаемых штамповкой из листовой стали, является их сложная геометрическая форма. Это определяет жесткие технологические требования к физико-механическим свойствам материалов, обуславливающим необходимую пластичность [1].

В связи с этим, в настоящее время разрабатываются технологии, учитывающие проблемы потребителей и особенности оборудования предприятий, производящих тонколистовую сталь для автомобильной промышленности. Одно из основных направлений развития материалов для кузова и других деталей автомобиля – увеличение объема применения высокопрочных сталей с целью повышения безопасности и снижения массы автомобиля. Одно из наиболее важных направлений – высокоштам-пуемый прокат из стали со сверхнизким содержанием углерода ( IF-стали с содержанием углерода менее 0,02%) [2, 3].

Согласно литературным данным, окончание прокатки в области однофазной ферритной структуры металла оказывает благоприятное влияние на его микроструктуру. На величину ферритных зерен оказывает влияние также температура, при которой сталь свертывается в рулон. Размер зерна феррита укрупняется по мере повышения температуры смотки. Самая низкая температура смотки допускается в пределах 550–600°C [4–6].

Для исследования были отобраны карточки ультранизкоуглеродистой стали 01ЮТ толщиной 3,5 мм следующего химического состава (в масс. %): 0,003 C; 0,12 Mn; 0,01 Si; 0,011 S; 0,005 P; 0,01 Cr; 0,01 Ni; 0,02 Cu; 0,041 Al; 0,07 Ti; 0,004 N<sub>2</sub>; 0,0003 Ca. Температурно-деформационные режимы прокатки стали 01ЮТ представлены в таблице 1.

Марка	$T_{1 n p}$	$h_0$	$h_1$	$\Delta h_1$	ε <sub>1</sub>	<i>T</i> <sub>2пр</sub>	$h_2$	$\Delta h_2$	ε2	$\sum \Delta h$	$\sum \epsilon$
стали	° C		MM		%	° C	]	ММ	%	MM	%
01ЮТ	070	3,5	2,37	1,13	32,3	-	-	-	-	-	32,3
01ЮТ*	970- 980	3,5	1,80	1,70	48,6	730- 740	1,3	0,5	27,8	2,2	62,9

Таблица 1. Температурно-деформационные режимы прокатки стали 01ЮТ

Примечания:  $T_{1np}$  – температура прокатки листовой стали в первом проходе;  $T_{2np}$  – температура прокатки листовой стали во втором проходе;  $h_0$  – исходная толщина образца;  $h_1$  – толщина образца после первого прохода;  $h_2$  – толщина образца после второго прохода;  $\Delta h_1$  – абсолютное обжатие металла в первом проходе;  $\Delta h_2$  – абсолютное обжатие металла во втором проходе;  $\Sigma \Delta h$  – суммарное обжатие металла за два прохода;  $\varepsilon_1$  – относительная степень деформации металла в первом проходе;  $\varepsilon_2$  – относительная степень деформации металла за два прохода.

Нагрев металла перед прокаткой производили до 1000° С. После прокатки карточки помещали в печь, температура которой соответствовала температуре смотки в рулон (660–680°С), и охлаждали вместе с печью до температуры окружающей среды со средней скоростью 0,05° С/с.

Микроструктурные исследования стали 01ЮТ, прокатаной за один проход в аустенитной области со степенью деформации 32,3% (рисунок 1, а, б) показали, что в результате формируется зерно величиной 20–110 мкм в поверхностной зоне и 20-150 мкм в центральной зоне полосы. Микроструктура стали 01ЮТ\*, обработанной за два прохода: первый – в аустенитной области, второй – в ферритной области температур со степенью деформации 62,9 % (рис. 1, *в*, *г*) характеризуется наличием мелкозернистого слоя толщиной 150 мкм. Размер зерна феррита в этом слое 10–30 мкм, в центральной зоне полосы 20–90 мкм.



**Рис. 1.** Микроструктура поверхностной (*a*, *в*) и центральной (*б*, *г*) зон образца стали 01ЮТ, прокатаного за один (*a*, *б*) и два прохода (*в*, *г*), поперек направления прокатки; х 200

В области горячей деформации структурные изменения связаны с формированием субзеренной структуры. Пластическая деформация стали в аустенитном состоянии сопровождается двумя конкурирующими процессами: значительным увеличением плотности дислокаций, которое вызывает упрочнение или горячий наклеп, и перестройка микроструктуры и субструктуры (динамическое разупрочнение). В интервале между обжатиями сталь частично восстанавливает структуру. Поэтому структура горячедеформированной стали является результатом нескольких обжатий при разных температурах и пауз между ними. Следовательно, происходит наложение статических и динамических процессов структурных изменений. Во втором проходе степень динамического разупрочнения меньше. Возможно протекание динамической рекристаллизации (измельчение зерен в результате расщепления границ). В феррите больше активных плоскостей скольжения, чем в аустените, и большая диффузионная подвижность атомов (дислокации больше склонны к поперечному скольжению и переползанию) [7]. В более ранних работах [8] авторы исследовали сталь 01ЮТ, прокатанную по таким же режимам, что и в настоящих исследованиях, но с иными условиями охлаждения (образцы охлаждали на воздухе). В структуре поверхностной зоны образца стали 01ЮТ\*, прокатанного за два прохода, также наблюдался мелкозернистый слой. Можно сделать вывод, что изменение условий охлаждения образцов не оказало благоприятного влияния на формирование микроструктуры.

Таким образом, возникновение мелкозернистого слоя на поверхности полосы может быть связано с протеканием процесса динамической рекристаллизации, а местонаходжение зональной мелкозернистости можно объяснить разной скоростью охлаждения наружных и внутренних частей рулона.

Марка стали	$\sigma_{\scriptscriptstyle B}$ , МПа	${f \sigma}_{\scriptscriptstyle T}$ , МПа	$\sigma_T / \sigma_B$	δ <sub>5</sub> ,%	HRF
01ЮТ	255	185	0,73	51,5	60
01ЮТ*	270	195	0,72	24,0	77

<b>гаолица 2.</b> Механические своиства ооразцов	з стали	01101
--	---------	-------

Исследование механических свойств образцов стали 01ЮТ ( табл. 2) показало, что значения твердости, предела прочности, предела текучести с повышением степени деформации незначительно увеличиваются, а показатель относительного удлинения снижется ~ в 2 раза. Значения отношення  $\sigma_T/\sigma_B$  для стали 01ЮТ, прокатаной за один и два прохода, свидетельствуют об удовлетворительной способности к глубокой вытяжке. С увеличением степени деформации и возникающим зернограничным упрочнением происходит повышение прочностных свойств и снижение пластических характеристик, но на способность к глубокой вытяжке протекание данных процессов практически не влияет.

#### Список литературы

- 1. Беняковский М.А. Производство автомобильного листа / Беняковский М.А., Мазур В.Л., Мелешко В.И. М.: Металлургия, 1979. 256 с.
- 2. Титов В. Стальной прокат для автомобильной промышленности за рубежом / В. Титов // Национальная металлургия. 2004. №5. С. 84–89.
- Родионова И. Технологические аспекты производства сталей для автомобилестроения / И. Родионова, Г. Филиппов // Национальная металлургия. – 2004. – №2. – С. 93–97.
- Исследование влияния ферритной прокатки на микроструктуру и механические свойства особотонкой листовой низкоуглеродистой стали / В.Г. Иванченко, С.Д. Адамский, В.Т. Тилик [и др.] // Фундаментальные и прикладные проблемы черной металлургии. – 2000. – Вып. 7. – С. 67–69.
- 5. Дедек Вл. Полосовая сталь для глубокой вытяжки / Дедек Вл. М.: Металлургия, 1970. 208 с.
- 6. Гусева С.С. Непрерывная термическая обработка автолистовой стали / Гусева С.С., Гуренко В.Д., Зварковский Ю.Д. М: «Металлургия», 1979. 224 с.
- 7. Губенко С.И. Деформация металлических материалов / С.И. Губенко, Парусов В.В. Д.: Арт-пресс, 2006. – 316 с.
- Исследование влияния параметров горячей прокатки на структуру и свойства ультранизкоуглеродистой автолистовой стали / А.Ю. Путноки, В.Т. Тилик, В.З. Куцова, Т.В. Котова [и др.] // МТОМ.– 2009. – №1. – С. 45–59.

# ОСОБЕННОСТИ РАЗРУШЕНИЯ БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ

## Иванов А. С., Миронова Л. И.

#### Региональный образовательный научный центр Московского государственного открытого университета (РОНЦ МГОУ), г. Подольск Московской области, Россия mironova lub@mail.ru

По мере износа форм литья под давлением качество оформляющих поверхностей ухудшается. В зависимости от конструкций литых заготовок, формы выдерживают 1–15 тысяч запрессовок при литье латуни и 40–60 тысяч – при литье алюминиевых сплавов. В настоящий момент доля стоимости изготовления прессформ составляет до 80% всей стоимости отливки [1]. Поэтому вопросам снижения себестоимости изготовления и повышения стойкости технологической оснастки уделяется большое внимание. Наибольшее снижение стоимости инструмента и расхода легированных сталей достигается при использовании биметаллических конструкций, в которых рабочая часть выполнена из жаропрочных легированных сталей, а нерабочая – из конструкционных.

Биметаллические заготовки получают на специальных установках электрошлакового переплава (ЭШП) составных электродов в медных водоохлаждаемых кристаллизаторах. Вначале формируется нерабочая часть инструмента из стали 45, затем формируется рабочая часть из легированной стали 3Х2В8Ф. Верхний слой образует жаропрочное покрытие с науглероживанием, позволяющим производить закалку на более высокую твердость, что способствует увеличению прочности и стойкости форм литья. В результате термической обработки возникают остаточные напряжения, которые влияют на качество поверхности инструмента. Рассматривая биметаллические заготовки в качестве многослойной конструкции, каждый слой которой имеет различные коэффициенты линейного расширения, можно сказать, что при воздействии температурного поля в местах действия максимальных растягивающих напряжений возникают микротрещины.

Одной из важнейших проблем при исследовании хрупкой прочности многослойных конструкций является изучение асимптотического распределения напряжений, деформаций и смещений вблизи свободного от нагрузки берега трещины в кусочно-однородной среде и формулировка критерия локального разрушения. Задачи, посвященные исследованию этих величин в двухслойной бесконечной упругой среде, относятся к каноническим однородным сингулярным задачам теории упругости.

Рассмотрим биметаллическую конструкцию инструмента как двухслойный материал, в котором уже имеется трещина, и сформулируем следующую задачу. Пусть два однородных изотропных упругих тела жестко сцеплены вдоль плоскости  $\theta = \pm \pi/2$ ,  $0 < r < \infty$ , где  $\theta$ , r - полярная система координат, а само тело, как единое, занимает область - $\alpha < \theta < \alpha$ ,  $0 < r < \infty$ , при этом  $2\alpha > \pi$ , рис.1. Границы тела свободны от нагрузок.

Граничные условия задачи имеют вид:

$$\begin{array}{ll} \theta = \pm \alpha & \sigma_{\theta} = \tau_{r\theta} = 0 \\ \theta = \pm \pi/2 & [\sigma_{\theta}] = [\tau_{r\theta}] = 0 \\ \theta = 0 & \tau_{r\theta} = 0 & u_{\theta} = 0, \end{array}$$
(1)

где  $\sigma_{\theta}$ ,  $\sigma_{r}$ ,  $\tau_{r}$ , – компоненты тензора напряжений,  $u_{\theta}$ ,  $u_{r}$  – компоненты вектора смещений.



**Рис.1.** Двухслойный материал с клиновидным вырезом.

Нахождение этих величин возможно из решения канонической однородной сингулярной задачи теории упругости для полубесконечной трещины V – образного выреза, используя потенциалы Колесова–Мусхелишвили [2]. Окончательные результаты [3] при  $|\theta| < \pi/2$  имеют вид:

$$\sigma_{\theta} = c_{I}^{*} \left[ b(\lambda+2)\cos\lambda\theta - a\cos(\lambda+2)\theta \right]$$
  
$$\sigma_{r} = c_{I}^{*} \left[ b(2-\lambda)\cos\lambda\theta + a\cos(\lambda+2)\theta \right]$$
  
$$\tau_{r\theta} = c_{I}^{*} \left[ b\lambda\sin\lambda\theta - a\sin(\lambda+2)\theta \right]$$

$$u_{\theta} = \frac{rc_{I}}{2\mu_{2}(\lambda+1)} \Big[ (\chi_{2} - \lambda - 1)b\sin\lambda\theta - a\sin(\lambda+2)\theta \Big]$$
$$u_{r} = \frac{rc_{I}}{2\mu_{2}(\lambda+1)} \Big[ (\chi_{2} - \lambda - 1)b\cos\lambda\theta - a\cos(\lambda+2)\theta \Big],$$
(2)

где

$$c_{I}^{*} = \frac{r^{\lambda}c_{I}}{\sqrt{2\pi} \left[ b(\lambda+2)-a \right]}, \quad \chi = \begin{cases} 3-4\nu_{j} \\ (3-\nu_{j})/(1+\nu_{j}) \end{cases},$$
  
$$a = 2k_{1}(\lambda+1)^{2} \sin(\lambda\pi-\alpha)\cos\alpha - (\lambda+1) \left[ k_{1}\sin\lambda(\pi-2\alpha) - (k_{2}-2k_{1}-1)\sin2\alpha \right] - (k_{2}-k_{1}-1)\sin(\lambda\pi-2\alpha),$$
  
$$b = -2(\lambda+1)k_{1}\sin(\lambda\pi-\alpha)\cos\alpha + k_{1}\sin\lambda(\pi-2\alpha) + (1+k_{1})\sin2\alpha,$$
  
$$k = \frac{\mu_{1}}{\mu_{2}}, \quad k_{1} = \frac{k-1}{4(1-\nu_{1})}, \quad k_{2} = \frac{1-\nu_{2}}{1-\nu_{1}}k,$$

 $\mu$ , ν – модуль сдвига и коэффициент Пуассона, соответственно, индекс 1 соответствует первой упругой среде ( $\pi/2 \le \theta \le \alpha$ , - $\alpha \le \theta \le \pi/2$ ), индекс 2 – второй ( $\pi/2 > |\theta|$ ),  $\lambda$  – показатель степени ( $\lambda \in -1, 0$ ).

Показатель степени  $\lambda$  для фиксированных значений  $\alpha$ ,  $k_1$ ,  $k_2$  является единственным действительным корнем характеристического уравнения

$$k_{2} = \left[ (\lambda+1)\sin 2\alpha + \sin 2(\lambda+1)\alpha + \sin \lambda\pi \right] - \\ -\sin \lambda\pi \left[ 4k_{1}(k_{2}-k_{1})(\lambda+1)^{2}\cos^{2}\alpha - 4k_{1}(k_{2}-k_{1}-1) \right] \times$$
(3)  
 
$$\times \sin^{2}[(\lambda+1)(\pi/2-\alpha)+1] = 0$$

В случае, когда трещина перпендикулярна к границе двух сред при  $\alpha = \pi$ , уравнение (3) имеет следующий вид

$$[4(\lambda+1)^{2}(k_{1}k_{2}-k_{1}^{2})+2k_{1}-2k_{1}k_{2}+2k_{1}-k_{2}++1-2\cos\lambda\pi(k_{1}k_{2}-k_{1}^{2}-k_{1}+k_{2})]\sin\lambda\pi=0$$
(4)

Это уравнение имеет единственный действительный корень в интервале -1 <  $\lambda$  < 0. Зависимость  $\lambda$  от величины  $k = \mu_2 / \mu_1$  при  $\nu_1 = \nu_2 = 0,3$  приводится на рис.2. Из этого следует, что если трещина переходит из более твердого материала в более мягкий при  $k = \mu_2 / \mu_1 > 1$ , то порядок напряжений в вершине трещины больше, чем в однородном теле, и наоборот. Уравнения (2) при этом будут принимать следующий вид

$$\sigma_{\theta} = k^{0} [(2+\lambda)\cos\lambda\theta + B\cos(\lambda+2)\theta]$$

187

$$\sigma_{r} = k^{0} [(2 - \lambda) \cos \lambda \theta - B \cos(\lambda + 2)\theta]$$
  

$$\tau_{r\theta} = k^{0} [(2 + \lambda) \sin \lambda \theta + B \sin(\lambda + 2)\theta]$$
  

$$B = \frac{1}{1 + k_{1}} [(3\lambda + 2)k_{1} - (1 + 2\lambda)k_{2} + k_{2} + 1 + \lambda]$$
  

$$k_{0} = c_{I} (1 + \lambda)r^{\lambda} / 2\pi, \quad |\theta| < \pi/2$$
  

$$k = \frac{\mu_{1}}{\mu_{2}}, \ k_{1} = \frac{k - 1}{4(1 - \nu_{1})}, \ k_{2} = \frac{1 - \nu_{2}}{1 - \nu_{1}}k$$
  
(5)

Анализ уравнений (5) показывает, что если трещина находится в более жесткой среде при  $\mu_1 \ll \mu_2$ , то напряжения  $\sigma_{\theta}$ ,  $\sigma_r$  монотонно убывают при увеличении  $\theta$  от 0 до  $\pi/2$ , стремясь к нулю, при этом напряжения  $\tau_{r\theta}$  монотонно возрастают от 0 до  $\theta \in [0, \pi/2]$ . Максимумы  $\sigma_{\theta}$  и  $\tau_{r\theta}$  совпадают по величине. Однако  $\sigma_{\theta}$  получает максимальное значение при  $\theta = 0$ , а  $\tau_{r\theta} - \theta = \pi/2$ . Реализация конкретного варианта разрушения зависит от соотношения величин вязкости разрушения второго слоя материала и вязкости скольжения между первым и вторым слоями.



**Рис.2.** Степень сингулярности напряжений в вершине трещины, перпендикулярной границе раздела.

Если в биметаллическом инструменте практически осуществить увеличение вязкости нижнего слоя или добавить некоторый промежуточный слой между рабочей и нерабочей частями конструкции, увеличивающий показатель вязкости скольжения, то возможно значительно снизить напряжения, возникающие при термической обработке инструмента, что, несомненно, повысит качество формообразующей поверхности и ее эксплуатационную стойкость.

#### Список литературы

- 1. Л.И. Миронова, А.С. Иванов. К вопросу о выборе оптимальных размеров элементов конструкций форм литья. Международный журнал «Проблемы машиностроения и автоматизации», ИМАШ РАН, ГУ РосНИИ ИТ и АН, №2, 2009.
- Мусхелишвили Н.И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. М., Наука, 1966.
- 3. Хечумов В.А., Кулиев В.Д., Каплун А.Б. Инженерные задачи механики хрупкого разрушения. М., МИСИ, 1985.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВАРОЧНОГО ШВА ИЗ СТАЛИ 12Х18Н10Т

#### Паршуков Л. И., Смирнов В. Н., Гильмутдинов Ф. З., Бушмелев И. С.

ОАО«НИТИ «Прогресс», ФТИ УрО РАН, Ижевск, Россия, <u>Parshukov@mail.ru</u>

При изготовлении различных изделий из конструкционных материалов одной из необходимых технологических операций является сварка и пайка соединений. Способы и режимы их осуществления в значительной мере определяют физикохимические и механические свойства этих соединений, в том числе прочность, пластичность, коррозионную стойкость и др. Для изготовления тонкомерных сварных швов широко используются микроплазменная, лазерная сварка, а также пайка различными припоями. С целью повышения эксплуатационных свойств, полученные сварные соединения, подвергают последующей термообработке [1]. Предлагаемые способы предусматривают высокотемпературные воздействия, зачастую не применимые для сварных соединений в случаях, регламентированных условиями технологического процесса.

В настоящей работе проведено исследование микроплазменного сварочного шва проволоки стали 12X18H10T в зависимости от погонной энергии сварки. Аустенитная сталь 12X18H10T нашла широкое практическое применение, в том числе в химической и целлюлозно-бумажной промышленности. В частности, тонкая проволока из этой стали используется для изготовления мелкоячеистых сеток. В процессе эксплуатации изделие подвергается одновременному воздействию агрессивной среды и механических нагрузок. Исследование влияния способов и параметров пайки и сварки стыков на их механические и коррозионные свойства является важной практической задачей. Изучение процессов, происходящих в областях материала, испытывающих мощные локальные тепловые воздействия, сопровождаемые изменениями структуры и химического состава, представляет научный интерес.

Процесс сварки, кроме оплавления самого сварного шва, вызывает разогрев до высоких температур прилегающей к шву области материала – зоны термического влияния. При этом возможно перераспределение компонентов сплава и изменение фазового состава, не только инициированное высокой температурой и ее градиентом по сечению шва, но и возникающими внутренними напряжениями. Наши расчеты показывают, что разогрев шва и околошовной зоны проволок сетки до высоких температур в процессе сварки вызывает их расширение. При этом со стороны менее нагретой части сетки на высокотемпературную зону действует реакция, вызывая в ней деформацию сжатия. Значительная часть деформаций сжатия в зоне шва переходит в пластическую деформацию. При полном остывании эта деформация препятствует сокращению длины шва и вызывает растягивающие напряжения в шве. Высокие температуры и внутренние напряжения, кроме диффузионного перераспределения в пределах всей области шва и зоны термического влияния, могут инициировать локальные сегрегации отдельных компонентов на границы зерен и на свободную поверхность, а взаимодействие с газовой средой сварки может привести к окислению приповерхностных слоев или растворению в границы зерен компонентов среды. В частности, сегрегация титана на границы зерен может привести к склонности шва к хрупкому разрушению при эксплуатации в результате сорбции водорода из агрессивной среды и образования гидридов титана. Возникновение ферритной фазы также сопровождается увеличением растворимости водорода в сплав [2]. Происходящие изменения в структурно-фазовом и химическом составе сварных швов особенно важно учитывать в случае тонкомерных материалов, к которым относятся и тонкие проволоки. Поэтому способ и режимы (мощность, время воздействия) сварки должны быть подобраны так, чтобы обеспечивались высокие прочностные и коррозионные свойства.

В данной работе исследован микроплазменный сварной шов сетки с ячейками (0.675 мм) из проволоки диаметром 0.25 мм стали 12X18H10T с вариацией скорости движения микроплазмы вдоль сетки от 6 до 8 мм/с. Микроплазменный метод сварки был выбран как наиболее подходящий для тонкомерных объектов. Перед сваркой производили сборку сетки таким образом, чтобы обеспечить надежный механический контакт проволок, расположенных друг напротив друга. Усилие, которое обеспечивало этот контакт, соответствовало 10 Н. В случае, когда такого контакта не было, происходило перегорание проволок сетки. Изделие после сварки остывало на воздухе до комнатной температуры (нормализация).

Было обнаружено, что при сварке со скоростью 8 мм/с и мошностью основной дуги 90 Вт происходит непровар проволок сетки, при скорости 6 мм/с и мощности 90 Вт происходит провал ванны расплавленного металла. При увеличении скорости сварки выше 8 мм/с происходит перескакивание сварочной дуги не с одной пары проволочки на другую, а через пару проволочек. Т. е. получается, что пара проволочек сваривается, а соседняя пара проволочек даже не оплавляется. Из швов, полученных со скоростью движения плазмы 6,5 и 7 мм/с при сварке, были изготовлены образцы для дальнейших исследований состава, структуры, механических и коррозионных свойств. Микроструктура исследована на металлографическом микроскопе ММР-4, микротвердость определялась с помощью микротвердомера ПМТ-3, прочностные характеристики получены на установке ZD – 10/90, химический состав исследован на масс-спектрометре МС-7201М. Макроструктура (увеличение х150) шва, сваренного со скоростью 7 мм/с, мощность основной дуги 90 Вт, имеющая дендритный вид. Исследования фазового состава показали отсутствие в материале шва ферритной фазы. Методом вторично-ионной масс-спектрометрии выполнен анализ химического состава материала проволоки вне зоны термического влияния и зоны сварного шва проволоки на глубине 0,1 мкм от поверхности.

Из полученных данных, существенной разницы по содержанию основных компонентов сетки в шве и вне его нет. В материале шва сетки содержание титана такое же, как в основном материале проволоки. Вероятно, при данных режимах сварки околошвоная зона и сам шов находились в таком высокотемпературном состоянии и такое время, при котором интенсивные диффузионные процессы не успевают развиться. При этой скорости движения микроплазмы ванна расплава обладает таким объемом, который обеспечивает быстрое остывание шва, в результате чего склонные к сегрегации элементы не успевают выйти на свободную поверхность и границы зерен, а в самой стали не происходит фазового превращения аустенита в феррит. Кроме того, выбранная в данном случае скорость сварки 7 мм/с позволяет создать в шве аустенитную структуру.

При сварке со скоростью 6,5 мм/с, мощность 90 Вт, ванна расплава между проволоками достигает максимальной величины и удерживается на весу. Объем расплавленного материала при скорости в полтора раза больше объема расплава, получаемого при предыдущем варианте сварки. Масс-спектрометрическими измерениями обнаружено, что приповерхностный слой сварного шва обогащен титаном более чем в 30 раз по сравнению с исходной проволокой, а также обеднен по никелю. В исследованных слоях в значительном количестве присутствует кислород (оксиды титана и хрома) и углерод, в том числе в виде карбидов. Исходя из качественной корреляции сегрегации элементов на свободной поверхности и на внутренних границах в металлических сплавах, следует ожидать, что в нашем случае границы зерен также обогащаются титаном и обеднены по никелю. Материал шва в целом обогащается титаном, так как диффузия элемента с большим атомным радиусом, как в зону действия растягивающих напряжений, так и в зону с более высокой температурой предпочтительна [3].

Таким образом, при сварке по предлагаемому способу в сварном шве формируется химический состав, а значит и структурно-фазовое состояние, отличающиеся от основного металла. В объеме исследуемой стали в исходном состоянии основной фазой (не менее 98%) является у-фаза, до 1,5-1,9% присутствует карбид титана и около 0,1% карбид хрома. Часть углерода входит в карбиды, а остальной находится в у-твердом растворе и на дефектах кристаллического строения [4]. В сварных швах металл обогащается титаном и углеродом и обедняется никелем. В материале сварного шва, по данным металлографических исследований, наблюдают значительное количество α-фазы, локализующейся в виде прослоек на границах зерен. Высокое количество титана связывает весь углерод в карбид. Т.е. структура зоны шва исследуемого материала как минимум трехфазна ( $\gamma + \alpha + TiC$ ). Магнитные свойства сетки в области шва также свидетельствуют о присутствии в зоне сварного шва ферритной фазы и окислов железа. Ферритная фаза обладает наибольшей способностью сорбировать водород и вызывать хрупкость. Появление α-фазы свидетельствует об уходе никеля с границ зерен вглубь, что способствует снижению стойкости к коррозионному растрескиванию, особенно при наличии внутренних напряжений. Механические испытания, проведенные с образцами шва, сваренного со скоростью 7 мм/с показали значение прочности на разрыв сварного соединения 153,3 - 156,4 кг/мм<sup>2</sup>, что составляет 0,87 - 0,9 прочности основного металла. Металлографические исследования, проведенные на этих образцах показали, что металл шва имеет микротвердость, измеренную при нагрузке 50 H, 200- 210 HV, а основной металл при этом имеет микротвердость в пределах 270 - 280 HV. Были проведены коррозионные испытания сеток со сварными швами, полученными по предложенным режимам. В качестве коррозионной среды использовалась растворы следующих составов: NaOH с pH = 12, время испытаний составило 24 часа и 72 часа, в 3-% растворе HCl - 24 часа. После каждой смены раствора производилась промывка в дистиллированной воде образцов. Установлено, что образцы, сваренные со скоростью 6,5 мм/с после коррозионных испытаний, имели близкий к нулю предел прочности. Сварка образцов сетки со скоростью 7 мм/с, привела к увеличению предела прочности после коррозионных испытаний, который составил 0,9 прочности от основного материала до аналогичных коррозионных испытаний.

Сравнительные данные механических испытаний различных соединений сетки, показывают, что при оптимальной скорости сварки свойства шва, полученного микроплазменным способом, превосходят свойства образца шва импортного производства (пайка высокотемпературным припоем) и шва, полученного лазерной сваркой, по всем приведенным параметрам, и существенно превосходят швы, полученные пайкой золотым и серебряным припоем после коррозионных испытаний.

Таким образом, структурно-фазовое, химическое состояние и свойства сварного шва, полученного микроплазменным способом, зависят от скорости сварки. Чем меньше скорость сварки, тем в сварочном шве ванна расплава жидкого металла обладает большим объемом и протяженнее зона термического влияния, следовательно, дольше в зоне воздействия сохраняется высокая температура, обеспечивающая протекание диффузионных процессов и структурно-фазовых превращений. Микроплазменная сварка тонкомерных материалов при соответствующем подборе параметров воздействия позволяют получить соединения с удовлетворительными механическими и коррозионными свойствами.

1. Сварка и свариваемые материалы. Справочник в 3 –х томах/ Под ред. В.Н. Волченко М.: Металлургия, 1973. Т1. -526с.

- 2. Структура и коррозия металлов и сплавов: Атлас справ.изд./ Сокол И.Я, Ульянин Е.А., Фельдгандлер Э.Г. и др. М: Металлургия, 1989. 400с.
- 3. Бокштейн Б.С. Диффузия в металлах. М., Металлургия, 1978. 247с.
- 4. А.М. Апасов, Э.В. Козлов, А.А. Апасов Анализ структуры сварного соединения из стали 08X18H10T// МиТОМ 2001. №12. С.19-22.

УДК 678.017:536.412+539.36

# ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИКО–МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖЕСТКИХ ПО-ЛИУРЕТАНОВЫХ КОМПОЗИТОВ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТВЕР-ЖДЕНИЯ

Волкова Е. Р., Терешатов В. В., Макарова М. А., Сеничев В. Ю.

Институт технической химии УрО РАН, г. Пермь, Россия, volkova-elrud@yandex.ru

Существующие микрогетерогенные полиуретановые материалы блочного строения, состоящие из гибких и жестких блоков, неприемлемы для изготовления жестких высокопрочных конструкций. Прочность таких материалов не превышает 50 МПа при модуле Юнга 15 МПа. Эффективным методом регулирования структуры и свойств отвержденных композитов является использование в качестве олигомерной смесевой основы олигомеров с разной реакционной способностью [1, 2] в сочетании с эффективной каталитической системой [3]. Для обеспечения работоспособности конструкционных материалов в производственных помещениях его температура стеклования не должна быть ниже  $25^{\circ}$ С, а для работы в естественных климатических условиях не ниже  $50^{\circ}$ С.

Данная работа посвящена исследованию физико-механических свойств быстроотверждающихся жестких полиуретанов с целью создания высокопрочного полиуретанового материала низкотемпературного отверждения.

В качестве объектов исследования выбраны полиуретановые композиции (**ПУ**) на основе смесей олигомеров:

олигооксиэтилендиол – Лапрол 402–2–100 (Л 402), M = 400, f = 2; олигооксипропилентриол – Лапрол 373 (Л 373), M = 370, f = 3;

и окипропилированный четырехфункциональный этилендиамин

N,N,N',N'-тетракис-(-2-гидроксипропил)-этилендиамин – Лапрамол 294 (Л 294), *М* = 290, который благодаря наличию в его молекуле третичных атомов азота является катализатором реакции уретанообразования.

В качестве отвердителя использовали смесь полифениленполиметиленполиизоцианатов (ПИЦ) с M = 270, f = 2,2; содержанием изоцианатных групп 30,8 мас%.

В качестве дополнительного катализатора уретанообразования применяли трис–ацетилацетонат железа (III) (0,05 мас%).

Полиолы предварительно сушили при температуре  $80\pm2^{0}$ С и остаточном давлении 3–5 кПа до содержания влаги не более 0,03 мас%. Композиции синтезировали при температуре  $25\pm0,5^{0}$ С. Количество реагентов в системе рассчитывали исходя из эквимолярного соотношения NCO и OH–групп.

Физико-механические характеристики ПУ (прочность при растяжении  $\sigma_p$ , относительную критическую деформацию є и модуль Юнга E – напряжение при растяжении 1%–5%) определяли на универсальной машине INSTRON 3365 (Великобритания) при температуре  $24\pm1^{0}$ С и скорости растяжения  $\upsilon$ =0.056 с<sup>-1</sup>. Вязкость  $\eta$  и жизнеспособность реакционной смеси определяли на ротационном вискозиметре

REOTEST 2.1 (Германия) при температуре  $25\pm0,5^{0}$ С и скорости сдвига 180 с<sup>-1</sup>. Температуру стеклования T<sub>g</sub> полиуретанового композита определяли методом дифференциальной сканирующей калориметрии на приборе фирмы METTLER – TOLEDO (Швейцария) при скорости нагревания 0,083 град/с.

Состав и соотношение компонентов олигомерной основы исследуемых материалов приведены в табл. 1

Наименорание образия	Состав олигомерной осно-	Мольное соотношение	
Паименование образца	ВЫ	компонентов	
ПУ-1	Л 402 + Л 294	0,8 : 0,2	
ПУ–2	Л 373 + Л 402 + Л 294	0,2 : 0,6 : 0,2	
ПУ–3	Л 373 + Л 402 + Л 294	0,4 : 0,4 : 0,2	
ПУ–4	Л 373 + Л 402 + Л 294	0,6:0,2:0,2	
ПУ-5	Л 373 + Л 294	0,8 : 0,2	
ПУ-6	Л 373 + Л 402 + Л 294	0,33:0,33:0,34	

Таблица 1. Состав и соотношение компонентов олигомерной основы

Одним из принципов построения жестких ПУ является то, что создание жестких структур в эластичной полимерной матрице должно проходить при высоких скоростях отверждения реакционной массы. На рис. 1 представлены кинетические кривые  $\eta(t)$ , характеризующие изменение вязкости реакционной массы от времени при различном соотношении компонентов олигомерной смеси.



**Рис.1.** Кинетика нарастания вязкости ПУ композиций на основе олигомерной смеси Лапрол 373 / Лапрол 402 / Лапрамол 294, отвержденных ПИЦ в присутствии трис–ацетилацетоната железа (III) при температуре 25±0,5<sup>°</sup>C.

Из рис.1 видно, чем выше содержание многофункциональных олигомеров (f > 3) в олигомерной смеси, приводящее к увеличению числа поперечных связей, тем меньше время жизнеспособности композиции (время потери текучести смеси).

В табл. 2 приведены физико-механические свойства исследуемых материалов при температуре 25±0,5°С.

Из табл. 2 видно, что для образцов ПУ–1, ПУ–2, ПУ–3 и ПУ–4, содержащих до 0,6 молей Лапрола 373 в олигомерной смеси, наблюдается прямая зависимость  $\sigma_p$  от содержания трехфункционального олигомера. При содержании Лапрола 373 больше 0,6 молей  $\sigma_p$  начинает падать, однако величина *E* продолжает расти. По-видимому, это связано с тем, что при деформации материала 1%–5% дефектность материала не успевает сказаться на величину *E*. При растяжении образцов до разрыва на  $\sigma_p$  начинают оказывать влияние дефекты (воздушные включения), связанные высокой вязкостью и низкой жизнеспособностью реакционной массы. Деформация є с уменьшение содержания удлинителя цепей Лапрола 402 закономерно понижается, что свидетельствует об увеличении жесткости материала. В образце ПУ–6 увеличено содер-

жание четырехфункционального олигомера Лапрамола 294, за счет уменьшения концентрации Лапрола 373. Как видно из табл. 2 этот материал характеризуется большей прочностью, достаточно высоким модулем Юнга и температурой стеклования. Однако, как видно из рис.1, реакционная смесь ПУ–6 обладает очень низкой жизнеспособностью при комнатной температуре. При интенсивном перемешивании время жизнеспособности композиции составляет 5–6, при слабом перемешивании 1–2 минуты.

Образец	σ <sub>р</sub> , МПа	ε, %	Е, МПа	$T_{cT}$ , $^{0}C$
ПУ-1	23,6	84,2	490,4	37,4
ПУ-2	40,3	45,8	509,1	48,7
ПУ-3	63,4	18,3	731,7	52,8
ПУ–4	69,4	16	816,7	53,2
ПУ-5	67,3	10,8	1104,0	58,0
ПУ-6	73,7	21,6	894	57,6

Таблица 2. Физико-механические свойства жестких полиуретановых материалов

Таким образом, жесткие сегменты, сформированные из изоцианата и поперечных сшивателей с f > 3, уменьшают подвижность полимерных цепей, в результате образования монолитной сетки [4], что приводит к сокращению времени отверждения ПУ композиции и резкому повышению температуры стеклования сшитых полимеров. Под действием механической нагрузки жесткие сегменты препятствуют продольному перемещению полимерных цепей, что делает полимеры более прочными и упругими.

С учетом проведенных исследований получен опытный образец ПУ конструкционного материала с относительной деформацией при разрыве 20–22%, прочностью 70–80 МПа, модулем Юнга 850–900 МПа, температурой стеклования ~ $60^{\circ}$ С. Время жизнеспособности реакционной массы при температуре 25<sup>°</sup>С и интенсивном перемешивании составляет 5–6 минут.

Работа выполнена при финансовой поддержке Отделения химии и наук о материалах РАН «Создание и изучение макромолекул и макромолекулярных структур новых поколений» и РФФИ (проект 09–03–00196\_а).

# Список литературы

- 1. Иржак В.И., Розенберг Б.А., Ениколопян Н.С. Сетчатые полимеры. М.: Наука, 1979. 248 с.
- 2. Межиковский С.М. Физикохимия реакционноспособных олигомеров: Термодинамика, кинетика, структура. М.: Наука, 1998. 233 с.
- В.В. Терешатов, Е.Р. Волкова, В.Ю. Сеничев, М.С. Федосеев, М.А. Макарова, Ж.А. Внутских. Бинарная каталитическая система для создания высокопрочных конструкционных полиуретанов с регулярной структурой // Тез. докл. IV Всероссийской научной конференции «Физикохимия процессов переработки полимеров». Иваново, 2009. С. 22.
- 4. Липатова Т.Э. Каталитическая полимеризация олигомеров и формирование полимерных сеток. Киев: Наук. думка, 1974. 207 с.

## ДЕФЕФЕКТНОСТЬ СТРУКТУРЫ В КОМПЛЕКСНЫХ КАРБИДАХ

#### Казанцева Н. В., Косицына И. И., Степанова Н. Н., Виноградова Н. И.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия kositsyna@imp.uran.ru

Карбиды являются обязательной наноразмерной структурной составляющей сталей и сплавов, содержащих углерод. Химический состав стали определяет состав и количество, образующихся карбидов, а от размера, морфологии и структуры выделяющихся карбидов зависят механические свойства стали.

В работе представлено сравнительное исследование внутренней структуры и образование дефектов в комплексных карбидах хрома  $Me_{23}Cr_6$ ,  $Me_7Cr_3$  и в двойных η-карбидах  $Me_6C$ , выделяющихся в различных материалах: в аустенитных сталях после закалки и старения, в никелевых суперсплавах в условиях больших пластических деформаций, а также в процессе кристаллизации в белых хромистых чугунах.

Широкие области гомогенности по составу, возможность замены основных атомов другими компонентами, однотипность связей у карбидов, наличие значительного числа вакансий в их решетках способствуют формированию комплексных карбидных фаз [1]. Так, например, в аустенитной хромоникелевой стали 45Х18Н18М2Ф2 нерастворившиеся после закалки карбиды  $Me_{23}C_6$  и MeC имеют сложный переменный химический состав (в ат.%). ( $Cr_{59}Fe_{22}V_{18}Mo_1)_{23}C_6$  и ( $V_{92}Mo_8$ )C [2].

Обнаружено образование дефектов и модулированной структуры в карбидах хрома  $Me_{23}Cr_6$  и  $Me_7Cr_3$ . Так, согласно данным просвечивающей электронной микроскопии (рис.1), частицы первичных карбидов  $Me_{23}C_6$  в аустенитной хромоникелевой стали имеют внутреннюю дефектную структуру, состоящую из чередующихся тонких светлых и темных пластин (направление сдвига <110>, плоскость образования дефектов {111}). При этом четко выделяются три «дефектных» направления внутри карбида, а на микродифракциях наблюдаются двойниковые отражения и сателлиты, характерные для длиннопериодной структуры. Появление двойниковых отражений, возможно, связано с формированием аксиальных доменов модулированной структуры в трех направлениях <100>, подобно C-доменам Cu<sub>3</sub>Pd или аксиальным доменам, характерным для нитрида Ti<sub>2</sub>N [3].

Показано, что эвтектические карбиды хрома (Cr,Fe)<sub>7</sub>C<sub>3</sub> в белых хромистых чугунах ИЧ300Х17Г5 также характеризуются сложной внутренней структурой (рис.2а). Высокие внутренние напряжения вызывают двойникование в кристаллической решетке первичных карбидов по плоскостям типа (00.1). На темнопольном изображении в двойниковом рефлексе (12.1) отчетливо видны (рис. 2б) тонкие двойниковоподобные пластины. На темнопольном изображении этого же кристалла в карбидном рефлексе (05.0) вместе с сателлитом наблюдается полосчатый контраст (рис. 2а) в виде чередующихся светлых и темных полос, характерный для периодической структуры. Периодичность составляет около 6 нм или 12 периодов решетки карбида (Cr,Fe)<sub>7</sub>C<sub>3</sub> и, по-видимому, связана с формированием в карбиде слоистой длиннопериодной структуры с периодическим чередованием плоскостей типа (10.0). Политипизм в карбиде (Cr,Fe)<sub>7</sub>C<sub>3</sub> может возникать в результате сдвига по этим плоскостям при росте карбида из расплава [4].

На темнопольных изображениях (в карбидном рефлексе вместе с сателлитом) наблюдается полосчатый контраст в виде чередующихся светлых и темных полос, а на микродифракциях наблюдаются сателлиты. Периодичность структуры составляет около 5 нм ( $a = 10a_0$  периодов решетки карбида (Cr,Fe)<sub>7</sub>C<sub>3</sub>)) и, по-видимому, связана

с формированием слоистой упорядоченной структуры с чередованием плоских дефектов в плоскостях (100).



**Рис. 1.** Дефектная структура в карбиде  $M_{23}C_6$ . Сталь 45Х18Н18Ф2М2, закалка, старение 650<sup>°</sup>C, 20ч: *а* – светлопольное изображение;  $\delta$  – темнопольное изображение в рефлексе (131)  $Me_{23}C_6$ ; *в* – микродифракция, *г* – схема расшифровки, ось зоны [130].



**Рис.2.** Структура карбида  $M_7C_3$  в чугуне ИЧ300Х17Г5 (закалка от 900<sup>0</sup>С в масло): *а* – темнопольное изображение в рефлексе (05.0)  $M_7C_3$ , микродифракция и схема ее расшифровки, ось зоны [010];  $\delta$  – темнопольное изображение в рефлексе (12.1)  $M_7C_3$ .

Интенсивная деформация и последующий отжиг никелевого суперсплава ЖС-32 не только меняет структуру сплава в целом, формируя субмикрокристаллические зерна, но и влияет на химический состав карбидов, вызывая в них фазовые переходы. В структуре сплава после деформации и последующего отжига присутствуют карбиды различной формы и различного химического состава: Me<sub>23</sub>C<sub>6</sub> и Me<sub>7</sub>C<sub>3</sub> [5]. Внутри карбидных частиц  $Me_{23}C_6$  также обнаружены плоские дефекты, которые образуются во время отжига за счет релаксации напряжений, возникших во время интенсивной деформации. Карбиды  $Me_7C_3$  имеют (рис.3) модулированную структуру с двумя направлениями образования доменов, рассчитанный по электронограммам период модуляции составляет:  $a = 2a_0 (\approx 2.6 \text{ нм})$ .



**Рис. 3** Модулированная структура в карбиде  $M_7C_3$  никелевого суперсплава ЖС-32: *а* – светлопольное изображение; *б* – темнопольное изображение в рефлексе (212)  $M_7C_3$ ; *в* – микродифракция, *г* – схема расшифровки, ось зоны [120]  $M_7C_3$ .

Образование длиннопериодных кристаллических структур, возникающих счет упорядоченного расположения дефектов упаковки и вакансий, по-видимому, является общим и характерным явлением для комплексных карбидов хрома. Различие в периодах модуляции, наблюдаемое в карбидах  $Me_7C_3$  в чугунах, сталях и никелевых суперсплавах происходит из-за несовпадения кристаллических решеток и свидетельствует о разном влиянии элементов, входящих в состав комплексных карбидов.

# Список литературы

- 1. Гольдшмидт Х.Дж. Сплавы внедрения. М.: Мир.1970.
- 2. Косицына И.И., Сагарадзе В.В., Хакимова О.Н. Особенности карбидного старения аустенитных сталей с различной основой. // ФММ. 1997. Т.84. В.1.С.112.
- 3. Novion C.H., Landesman J.P. // Pure & Appl. Chem., 1985. B.57. № 10. P.1391.

4. Николин Б.И. Многослойные структуры и политипизм в металлических сплавах Киев: Наукова думка. 1984.

5. Бахтеева Н.Д.,. Виноградова Н.И., Ларионов В.Н и др., // ФММ. 1991. №6 С.151..

# ЛОКАЛИЗАЦИЯ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ

## Беликова А. Ф., Буравова С. Н., Гордополов Ю. А., Сайков И. В.

# Институт Структурной Макрокинетики РАН, Россия Черноголовка, svburavova@yandex.ru

Ударное нагружение материала сопровождается образованием огромного количества дефектов в кристаллической решетке, которые генерируются непосредственно на фронте ударной волны [1]. При этом структура материала характеризуется высокой степенью однородности распределения дефектов [2]. Непосредственное измерение сдвигового напряжения в ударной волне обнаруживает малую его величину [3]. (Сталь 20 – 570 МПа, алюминий – 300 МПа). В реальных условиях ударные взаимодействуют со свободными поверхностями, с волны при распространении поверхностями раздела материалов, имеющих различные физико – механические свойства, волны могут взаимодействовать между собой, что приводит к возникновению нестационарных полей напряжений и деформаций в объеме материала. В работе высказывается гипотеза, что возникающие полосы локальной деформации есть ни что иное, как полосы интерференции волн сжатия или разгрузки. Попытаемся обосновать высказанное предположение.



Рис. 1

Рис.2.

(1). Адиабатические полосы сдвига впервые были обнаружены при выбивании «пробки», возникающей в области баллистических скоростей при пробивании мишени снарядами [1]. Характерно, что напряженное состояние всюду однородно, кроме тонких полос локализации деформации. Разупрочнение в таких полосах, считается, обязано высокой температуре, возникающей при пластической деформации. Однако такое объяснение не отвечает на вопрос, почему интенсивные сдвиговые напряжения локализуются в очень тонких слоях. Рассмотрение процесса проникания [4] показало пульсирующий характер внедрения снаряда в преграду. Контактная поверхность неоднократно подвергается динамическому воздействию. В начальный момент нагружения фокусировка боковых волн разгрузки вызывает образование канальной откольной трещины на оси симметрии. Рис. 1 демонстрирует канальную трещину [5]. При последующем импульсе канальная трещина становится источником внутренней волны разгрузки, в результате чего вокруг канальной трещины генерируется цилиндрическая соосная трещина, которая и создает условия для образования «пробки». Природа образования адиабатической полосы сдвига оказалась откольной [6].

(2). Локализованные полосы деформации при сварке взрывом (рис. 2) также можно объяснить интерференцией волн разгрузки [7]. При косом соударении пластин линия границы контактной поверхности перемещается со скоростью, меньшей скорости звука. Ударная волна, возникающая в момент удара, опережает точку контакта, и выход ее на свободную поверхность сопровождается образованием выступов. Именно выступы в первую очередь соударяются со встречной пластиной. Боковые грани выступов являются источниками волн разгрузки, и их интерференция порождает откольную микротрещину.

(3). Наиболее исследован откол, который возникает в результате интерференции торцевых волн разгрузки. Разрушение материала происходит в плоскостях, параллельных торцевым поверхностям. В работе [8] плоскость откольного разрушения в титановом образце оказалась искривленной, что позволило оценить сдвиговое напряжение за фронтом ударной волны, которое оказалась на три порядка выше величин, полученных в [3]. Однако здесь нет противоречия. Сопротивление сдвигу за фронтом упруго – пластической волны слабо зависит от интенсивности волны. При высоких давлениях сопротивлением сдвига можно пренебречь и принять систему напряжений эквивалентной гидростатическому сжатию, что допускает решение задачи методами гидродинамики [3]. Рис. 3 иллюстрирует множественный откол, состоящий из нескольких параллельных полос повреждаемости.



Рис.3.



Каждая последующая поверхность разрушения возникает при более низком давлении, когда сдвиговой деформацией уже пренебрегать нельзя, поэтому и появляется разветвленная сеть микротрещин, ориентированных под углом к направлению распространения фронта ударной волны. На рис 4 показана зона пластической деформации вокруг такой микротрещины. Видно, что зона высоких растягивающих напряжений при интерференции волн содержит множество пор и локализованных полос сдвига.

(4) Возникает локализация деформации с последующим образованием трещин в местах столкновения ударных волн в соответствии с геометрией ударного нагружения шаровых образцов [9].

(5). Представляет интерес рассмотреть схлопывание толстостенного цилиндра, которому уделено большое внимание, о чем свидетельствует наличие многочисленных публикаций. [10–13]. Роль исходной структуры материала в инициировании процесса локализации деформации при коллапсе признана незначительной. Медь и фторопласт, имеющие качественно различные структуры, имеют схожую систему трещин вблизи центральной части образца при схлопывании цилиндра. Материалы различной природы и структуры [10], испытывают принудительное структурирование на макроуровне, что приводит к потере одномерного характера коллапса. В чем заключается неустойчивость пластического течения? Рис. 5 иллюстрирует образование выступов на внутренней поверхности стального образца с цилиндрическим отверстием. Геометрия внутренней полости, содержащей выступы, по-видимому, отслеживает форму ударной волны при выходе ее на внутреннюю поверхность. Возникшая при этом волна разгрузки дополнительно вытягивает выступы, увеличивая их размер. Неустойчивость распространения ударной волны проявляется в изменении формы ее фронта. Появившиеся на ней возмущения сталкиваются, образуя области повышенного давления, которые опережают фронт, создавая сегменты, которые двигаются как единое целое. По мнению авторов [11], критерий возникновения неустойчивости и появления локализации при коллапсе толстостенного цилиндра является достижение максимального упрочнения в процессе высокоскоростного деформирования. Неустойчивость пластического течения [12, 13] может быть обусловлена внутренней структурой материала (кристаллическая структура, размер зерна, степени дефектности материала и т.д.).

Следует подчеркнуть, что локализованная деформация никогда не наблюдается в материалах за плоской ударной волной, ни в областях взаимодействия ударной волны с торцевой волной разгрузки. Из приведенных примеров видно, полосы возникают там, где нарушается одномерность течения. Однако причины, приводящие к неустойчивости пластического течения, остаются не выясненными.



Рис 5.

В процессе фокусировки ударных волн давление возрастает до очень высокой величины при сходимости их к началу координат. Процессы диссипации, вязкость, сжимаемость, теплопроводность [14] не способны ограничить рост давления, кумуляция сохраняется. Частным случаем кумуляции является коллапс вселенной [15], который следует из уравнений общей теории относительности. В работах [14, 15] высказывается гипотеза, что всякая кумуляция неустойчива, и именно неустойчивость течения устраняет возникновения огромного

давления при сходимости к центру. Это предположение, по мнению авторов [14, 15], не противоречит ни одному из известных фактов, но оно не доказано и не опровергнуто до сих пор, так же как не ясны причины, приводящие к потере устойчивости.

## Список литературы

- 1. Мейерс М.А., Мурр Л.Е., Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов. Москва, «Металлургия», с 121 – 151, (1984).
- 2. Губарева Н.В., Соболенко Т.М., Тесленко Т.С., ФГВ, № 4, 36 40 (1977)
- 3. Степанов Г.В., Упруго пластическое деформирование материалов. Киев. «Наукова думка», 268, (1979)
- 4. Буравова С.Н., Гордополов Ю.А. Труды международной конференции !X Харитоновские тематические чтения, 12 – 16 марта 2007, РФЯЦ – ВНИИЭФ, Саров, с.562 – 567
- 5. Буравова С.Н., Гордополов Ю.А., ЖТФ, т. 50, № 8, 1038-1042, (2005)
- 6. Буравова С.Н., Гордополов Ю.А. Природа образования полос адиабатического сдвига. ДАН, Том 417, № 6, с. 1 – 4, (2007)
- 7. Буравова С.Н., Гордополов Ю.А., Денисов И.В., Первухина О.Л., ВолгГТУ, серия сварка взрывом, №3 (41), стр.79 82, (2008)
- 8. Антрошенко С.А, Оленин Д.М., ФММ, т.87, № 2, 90 96, (1999)
- 9. Хомская И.В., Хейфец А.Э., Зельдович В.И., Литвинов Б.В., Пурыгин Н.П., ФММ, 106, № 3, 312 321, (2008)
- 10. Нестеренко В.Ф., Бондарь М.П., ФГВ, № 4, (1994)
- 11. Бондарь М.П.,ФГВ, №2, 147, (1985)
- 12. Бондарь М.П., Первухина О.Л., Нестеренко В.Ф., ФГВ, №5, 122 129, (1998)
- 13. Нестеренко В.Ф., Лазариди А.Н., Першин С.А., ФГВ, № 4, С 154 155, (1985)
- 14. Забабахин Е.И., Кумуляция и неустойчивость, Снежинск, РФЯЦ ВНИИТФ, 112, (1998)
- 15. Лифшиц Е. М., Судаков В.В., Халатников И.М., ЖЭТФ, 40, 1847, 313, (1961).

## О СОПРОТИВЛЕНИИ РАЗРЫВУ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ С КОЛЬЦЕВЫМИ КОНЦЕНТРАТОРАМИ

#### Багмутов В. П., Водопьянов В. И., Горунов А. И.

## Волгоградский государственный технический университет Волгоград, Россия, <u>sopromat@vstu.ru</u>

В данной работе изучены особенности диаграмм растяжения цилиндрических образцов гладких и с кольцевым надрезом различной остроты. Выявлено два различных механизма, приводящих к разрушению: полномасштабная текучесть и хрупкое разрушение. Установлено, что наблюдаемое увеличение сопротивления деформированию с уменьшением радиуса кривизны при вершине концентратора характеризуется общей закономерностью, заключающейся в постоянстве коэффициента деформационного упрочнения.

Концентраторы напряжений, обусловленные геометрической неоднородностью, часто встречаются в элементах конструкций в виде надрезов, выступов, отверстий, сопряжений под углом и т.д. Разработка методов прогнозирования прочности конструкций при наличии концентраторов является важной задачей. Задача оценки влияния этих геометрических концентраторов напряжений на механическое поведение исследуемых материалов и характер разрушения является актуальной. Данные о чувствительности материалов к концентрации напряжений необходимы при выборе рациональной формы элементов конструкций, а также при проведении расчётов на прочность [1].

Исследованы зависимости между напряжениями и деформациями при растяжении гладких цилиндрических образцов и образцов с кольцевыми концентраторами напряжений, вызывающих полномасштабную текучесть в зоне концентратора.

Испытания выполнены на гладких пятикратных цилиндрических образцах и образцах с кольцевым концентратором напряжений, изготовленным из прутка стали 35 в состоянии поставки (временное сопротивление разрыву  $\sigma_e = 350$  МПа, относительное сужение при разрыве  $\Psi = 64$  %). Радиус *R* концентратора составил 50, 20, 10, 5, 2,5 и 0,5 мм. Отношение *d/D* задавали равным 0,7, где *d* – диаметр образца в надрезе, *D* – наибольший диаметр расчётной части. Растяжение образцов проводили на испытательной установке УМЭ-10TM с механическим приводом. В процессе испытаний записывали диаграмму «нагрузка – перемещение захвата» и периодически измеряли диаметр поперечного сечения образцов.

В результате полученных данных были построены кривые деформирования для различных радиусов концентратора (рис. 1), которые показывают, что с уменьшением радиуса кривизны концентратора прочностные характеристики возрастают, а характеристики пластичности снижаются.

Истинная диаграмма растяжения гладких образцов построена на основании осреднения результатов испытаний трёх образцов с коррекцией истинных напряжений на стадии шейкообразования. На стадии шейкообразования связь между средним истинным напряжением  $\overline{S}$  и интенсивностью напряжений  $\sigma_i$  через геометрические параметры шейки может быть выражена в виде [2]  $\sigma_i = \overline{S}/n$ , где n = 1 + d/8R -коэффициент приведения напряжений и аппроксимируется степенной функцией  $\sigma_i = S_0 \cdot e^m$ , где  $S_0$  – параметр прочности, равный такому напряжению, при котором деформация *e* равна единице.



**Рис. 1.** Кривые деформирования образцов из стали 35 с различными радиусами.



Рис. 2. Истинные диаграммы растяжения образцов из стали 35 в двойных логарифмических координатах: 1 - гладкие; 2 - 8 с концентраторами и с исходным (начальным) радиусом R при вершине концентратора, соответственно, 2 - 50 мм, 3 - 20 мм, 4 - 10 мм, 5 - 5 мм, 6 - 2,5 мм, 7 - 1 мм, 8 - 0,5 мм.

Истинные диаграммы растяжения в логарифмических координатах образцов с концентраторами (рис. 2) аппроксимируются степенными функциями  $S = S_{0k} \cdot e^{m_k}$  с одним и тем же постоянным коэффициентом деформационного упрочнения  $m_k$ . Видно, что все они могут быть аппроксимированы линейными зависимостями, причём кривые растяжения с радиусами при вершине 2,5 мм и более, практически параллельны (линии 1-6). И лишь образцы с радиусами при вершине концентратора 1 мм и 0,5 мм выпадают из общей картины (линии 7-8). Увеличение жёсткости напряжённого состояния за счёт изменения параметров концентратора d/R сопровождается увеличением параметра прочности  $S_{0k}$ .

Из полученных выше результатов следует, что диаграммы деформирования образцов с концентраторами описываются аналогичными степенными функциями, что и кривые деформации гладких образцов, сохраняя постоянным величину коэффициента деформационного упрочнения. Установив закономерность изменения параметра прочности для конкретного материала, можно рассчитывать сопротивление пластическому деформированию деталей машин с кольцевыми концентраторами.

Проведённое исследование показало возможность распространения в определённых пределах анализа напряжённого состояния в шейке на анализ напряжённого состояния в образцах с кольцевыми концентраторами.

#### Список литературы

- Махутов, Н.А. Деформационные критерии разрушения и расчёт элементов конструкций на прочность / Н. А. Махутов. – М.: Машиностроение, 1981.- 272 с.
- Давиденков, Н.Н. Анализ напряжённого состояния в шейке растянутого образца / Н. Н. Давиденков, Н. И. Спиридонова // Заводская лаборатория. -1945.- Т.ХІ, вып. 6.- С. 583-593.

# СТРУКТУРНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В Al-Mg-Sc СПЛАВЕ В УСЛОВИЯХ ГОРЯЧЕГО СЖАТИЯ

## Барахтин Б. К., Лебедева Н. В.

# ФГУП ЦНИИ КМ «Прометей», С-Петербург, Россия, <u>Bbarakhtin@mail.ru</u>

Целью экспериментальной работы являлось изучение структурных изменений, происходивших в термически неупрочняемом Al–Mg–Sc сплаве (1575) в ходе деформации при температурах от 200 до  $440^{\circ}$  C ((0,4–0,9) $T_{nn}$ ) и скоростях деформации  $10^{-3} \div 10$  с<sup>-1</sup>. В ходе опытов с использованием дилатометра «Дил» 805 было установлено, что большие (до 100%) пластические деформации со скоростью  $\dot{\varepsilon} = 1$  с<sup>-1</sup> при  $T = 350^{\circ}$  C сопровождаются осцилляцией напряжений на истинных диаграммах  $\sigma(\varepsilon)$  или  $\sigma(t)$  без нарушения сплошности материала. В структурных исследованиях использовались различные микроскопы: световой «Аксиоверт», растровые электронные «СЭМ 535» (SE) и «Кванта 3Д» (EBSD), а также электронный просвечивающий «Джеол 200».

На металлографических шлифах вблизи границ зерен были обнаружены зоны слабого травления. Их ширина не превышала 5–7 мкм, а протяженность, как и длина растравленных границ, увеличивалась с ростом пластической деформации (рис.1).



**Рис.1.** Эволюция структуры зерен в Al–Mg–Sc сплаве 1575 после горячей пластической деформации на 30–100% при  $T = 375^{\circ}$ С и  $\dot{\varepsilon} = 1$  с<sup>-1</sup> (*a*,  $\delta$ ). Доля площади, занимаемая растравленными границами на поверхности шлифа (*в*) и схема эволюции границ деформируемых зерен L(x) в виде скелета бесконечного кластера (1), окруженного малоугловыми и оборванными границами (ДЧД и МУГ) в форме изолированных кластеров (2), мертвых концов (3) и петель (4) (*г*).

Предполагается, что при горячем сжатии в режиме автоколебаний напряжений упругопластическое взаимодействие соседних зерен реализуется в приграничных объемах небольшой ширины – зонах аккомодации с нарушенным дальним порядком. Хаотическая «перетасовка» атомов способствует частичной аморфизации структуры и пассивации металла. Поэтому на протравленных шлифах зоны аккомодации выделяются как нерастравленные (более светлые) участки, где в скоплениях дислокаций возникают диссипативные состояния и формируются условия для реализации структурных фазовых переходов «старое упорядочение – хаос – новое упорядочение» механизмом самоорганизации с перегруппировкой дефектов и релаксацией накопившейся энергии. В этом сложном и на первый взгляд хаотичном процессе образуются локальные упорядоченные во времени и пространстве флуктуирующие диссипативные состояния в форме элементарных структурных единиц – кластеров. За счет постоянного движения (притока и оттока) дефектов (вакансий, дислокаций) кластеры нестабильны. При их распаде часть дефектов захватывается диполями частичных дисклинаций и малоугловыми границами (ДЧД и МУГ), которые прорастают вглубь зерен, измельчая их. Другая часть дефектов встраивается в границу зерен (ГЗ), тем самым, обеспечивая акты зернограничного скольжения и аккомодации зерен при изменении их формы в процессе пластической деформации.

С позиций теории перколяции, схему преобразования границ деформируемых зерен L(x) можно составить на основе первоначальных границ и последующих вкладов в них дефектов из распавшихся нестабильных кластеров. Тогда граница, способная к передаче сдвига посредством зернограничных дислокаций (ЗГД), предстанет в образе бесконечного кластера. В такой схеме ответвления от границы, уходящие в зерно в виде ДЧД и МУГ, представляют собой изолированные кластеры, мертвые концы и петли. Рост бесконечного кластера будет обеспечен накоплением и последующим слиянием с аморфизованной нестабильной фазой, которая образуется в приграничных каналах деформации из кластеров атомов и дефектов кристаллической решетки.



**Рис. 2.** Изображения во вторичных электронах и картины дифракции быстрых электронов. Одни и те же участки на шлифах образцов после сжатия при 200<sup>°</sup>C со скоростью  $\dot{\epsilon} = 10 \text{ c}^{-1}$ ) (*a*) и после сжатия при 400<sup>°</sup>C со скоростью  $\dot{\epsilon} = 10^{-2} \text{ c}^{-1}$  (*б*) и соответствующие гистограммы распределения границ по углам разориентации (*в*, *г*).

В предложенной схеме структурных превращений «усиленному» химическому травлению подвергаются более совершенные в структурном аспекте большеугловые границы, что подтверждается сопоставлением SE изображений и картин EBSD ди-

фракции (рис.2). Гистограммы разориентировок границ, построенные по данным EBSD дифракции в трех градациях углов: 2-5, 5-15 и свыше 15<sup>0</sup>, показали, что доля МУГ доминирует после деформации с большой скоростью при небольшой температуре около уступов исходных большеугловых границ, откуда они распространяются в тело зерен на разную глубину.

Методами электронной просвечивающей микроскопии было зафиксировано, что в образцах, деформированных в условиях периодического изменения напряжений, присутствует набор дислокационно-дисклинацинных структур: сетки, ячейки, оборванные границы, веерные локальные неустойчивости размером ~500 нм в виде вихреобразного узора (ряби) и фрагменты (рис.3). Фрагменты размерами от долей до нескольких микрометров сосредоточены вблизи большеугловых границ зерен, причем длинные грани фрагментов ориентированы параллельно границам. Внутри фрагменты заполнены дислокациями, плотность которых не превышает значений  $10^9 \text{ см}^{-2}$ .



**Рис.3.** Дислокационные структуры в образцах, фрагментированных при  $T = 375^{\circ}$ C со скоростью сжатия 10 мм/с до  $\varepsilon = 30, 50$  и 70%, на фоне зависимостей  $\sigma(\varepsilon)$ .

В режиме длительной устойчивой осцилляции напряжений обнаружено несколько характеристических пространственных масштабов:

Наименьший ~75±25 нм – в размерах дислокационных ячеек, которые расположены вокруг равноосных бездислокационных областей – полигонов, классифицированных как зародыши новых динамически рекристаллизованных зерен.

Средний ~0,02 мм – в периодичности пульсаций напряжений на диаграммах  $\sigma(\varepsilon)$ ;

Наибольший ~0,1-0,2 мм – в распределении чередующихся мезополос локализованной деформации, видимых на внешних поверхностях образцов.

Периодические изменения, происходящие одновременно на нескольких масштабных уровнях в одном и том же материале, типичны для диссипативных состояний, возникающих в пространственно анизотропных активных средах с участием процессов диффузии. В ходе пластической деформации Al-Mg-Sc сплава такой активной средой являются зерна, постоянно пополняемые дефектами кристаллического строения. При высоких температурах процесс структурных перестроек с локальным упорядочением в микрометрических масштабах среди ансамблей дислокаций выглядит естественным. Чтобы объяснить возникновение крупномасштабных осцилляций напряжений, необходимо допустить возможность локализации пластических сдвигов в узких зонах – каналах, где процессы диффузии способны обеспечить пространственную и (или) временную стабилизацию активных дефектов. Можно предположить, что такими каналами являются плохо поддающиеся травлению зоны с аморфизованной структурой, прилегающие к границам зерен недеформированного (исходного) состояния. При больших пластических деформациях (ε>50%), когда зерна начинают терять первоначальную форму и вытягиваются, каналы с нестабильной дислокационной структурой сливаются с большеугловыми границами зерен, тем самым, образуя протяженную узкую область пластической неустойчивости. Так мы приходим к выводу, что при горячей пластической деформации скольжение вдоль большеугловых границ зерен становится самостоятельным механизмом передачи сдвига наряду с дислокационным скольжением внутри зерен.

Суммируя полученные результаты, можно предложить схему структурных фазовых переходов (таблица), которые реализуются вблизи границ зерен посредством перераспределения вещества (атомов) и подводимой механической энергии.

Структурный уровень (мас- штаб)	Взаимодействующие объекты структуры	Ролевая функция	Топологический термин
Макро-	ርን 🗠 ኃርΨ 🗠 ኃር ፲	Перенос	Каркас бесконеч-
(группа зерен)	$13 \leftrightarrow 31 \oplus 31 \downarrow$	массы	ного кластера
Мезо-		Диссипативное состояние в	
(пригранич-	$B \leftrightarrow Д \leftrightarrow 3 \Gamma \Phi \leftrightarrow$	ЗГФ, поглощение избыточ-	Нестабильный
ный объем)	ЗГД, ДЧД, МУГ	ной энергии	кластер
Микро- (группа ато- мов)	$B \leftrightarrow \mathcal{I} \leftrightarrow 3 \Gamma \Phi$	Перенос массы	Элементарный кластер

Таблица. Схема структурных переходов в условиях горячей деформации

Обозначения: В – вакансии; ГЗ – границы зерен; Д – подвижные дислокации; ДЧД – диполи частичных дисклинаций; ЗГД – зернограничная дислокация; ЗГФ – зернограничная фаза; МУГ – малоугловая граница.

#### Выводы

На основании проведенных экспериментов с горячим сжатием Al–Mg–Sc сплава 1575 можно заключить следующее.

1. В условиях больших пластических деформаций в режиме автоколебаний напряжений структурные превращения реализуются как фазовые переходы 2 рода с непрерывным изменением состояния деформируемой среды в форме чередующихся устойчивых диссипативных состояний, локализованных вблизи границ зерен.

2. Если динамическую структуру, способную обеспечить «идеальную» пластичность в смысле отсутствия упрочнения и длительной деформации без разрушения, определить как фрагментированную, можно предложить определение фрагментации как физического динамически устойчивого состояния, которое обеспечивает упруго-пластическую аккомодацию и измельчение взаимодействующих соседних зерен.

3. В конкуренции процессов упрочнения и разупрочнения динамическое равновесие наступает при достижении некоторого критического значения относительной деформации - є<sub>с</sub>, которое показывает, что вблизи границ зерен уже накоплено необходимое и достаточное количество нестабильной фазы, состоящей из атомных кластеров и дефектов кристаллического строения.

4. В условиях пластической деформации при  $T \sim 375 \pm 25^{\circ}$  С и скорости сжатия  $\epsilon = 10^{-3} \div 10^{-2}$  с<sup>-1</sup> сплав находится в состоянии, близком к «сверхпластическому». Снижение температуры и повышение скорости деформации активирует механизм зернограничного скольжения и динамической рекристаллизации, а повышение температуры и снижение скорости деформации способствует стабилизации структуры с зарождением новых рекристаллизованных зерен.

# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ВРАФ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРОВ ВАКАНСИЙ И ПОР В МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ

# Графутин В.И., Прокопьев Е.П., Тимошенков С.П., Фунтиков Ю.В.

<sup>1</sup> ФГУП ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И.Алиханова, Москва, Россия
<sup>2</sup>Московский государственный институт электронной техники (МИЭТ), Зеленоград, Москва, Россия еpprokopiev@mail.ru

Исследование вакансий различного состава, разупорядоченных областей (PO) и пор диаметром менее 100 Å (10 нм) в материалах, используемых в ядерном материаловедении и электронной техники, по данным измерения временных распределений аннигиляционных фотонов (ВРАФ) имеет вполне определенные перспективы. При этом предполагается, что атом позитрония, например, в металлах отсутствует, а вакансии и поры являются эффективными ловушками позитронов. Аннигиляция позитронов из связанных состояний приводит в спектрах временного распределения аннигиляционных фотонов (ВРАФ) к более долгому времени жизни относительно двухквантовой аннигиляции.

На рис.1 представлен график зависимости безразмерного параметра X от времени жизни позитронов  $\tau$  в дефекте [1], рассчитанный по формуле (1)

$$\tau = \tau_0 \left[ X - \frac{\sin(2\pi X)}{2\pi} \right]^{-1} \tag{1}$$

Приведенная формула получена из известного выражения для времени жизни позитрона, находящегося в поре (вакансии) [2]

$$\tau = \tau_0 \left[ 1 - R/(R + \Delta R) + \frac{1}{2\pi} \sin[2\pi\Delta R/(R + \Delta R)] \right]^{-1}, \qquad (2)$$

с использованием соотношения  $X = \Delta R / (R + \Delta R)$  (здесь R – радиус поры, где  $\Delta R$  – толщина электронного слоя,  $\tau_0$  – время жизни позитрона в бездефектной области кристалла).

Если считать эту формулу пригодной и для позитронов в дефектах, то  $\tau_0$  должно иметь смысл времени жизни позитронов в бездефектном кристалле. Для железа – время жизни позитронов в объеме кристалла  $\tau_0 = 110$  ps. Считая, что моновакансия образована одним удаленным атомом железа и имеет размер равный размеру ячейки Вигнера–Зейца 1.41 Å (параметр решетки железа равен 2,866 Å) можно из графика зависимости  $\tau$  от X найти, с использованием данных из обзора [1], значение параметра X для моновакансии.

Для этого случая X = 0,56. Используя значение R = 1.41 Å и найденное значение X = 0,56, получим величину  $\Delta R = 1,8$  Å. Величина вполне разумная. Для кремния известное значение  $\Delta R = 1,66$  Å .[3]. Если считать, что объем *n*-вакансии (нанообъем) равен сумме объемов *n* моновакансий, то радиусы вакансий (если они сферически симметричны) должны соотноситься как корни кубические из номеров вакансий. С другой стороны, если толщина электронного слоя  $\Delta R$  не зависит от размера вакансии, то можно найти связь между радиусами вакансий, используя только значения параметров  $X_n$ .



Рис.1. Зависимость безразмерного параметра *X* от времени жизни позитрона в вакансиях

$$R_{n} = \frac{1 - X_{n}}{X_{n}} \cdot \frac{X_{1}}{1 - X_{1}} \cdot R_{1}$$
(3)

По графику (рис.1) с использованием данных [2] нашли значения *X* для дивакансий, тетравакансий, пентавакансий и гексавакансий. Полученные данные приведены в табл.1.

	Positron lifetime, $\tau_d$ (ps)	Радиусы вакансий	X <sub>n</sub>
Fe - bulk	110		-
Fe- dislocations	165	1,3	0,58
Fe-monovacancy	175	1,41	0,56
Fe-divacancy	197	1,6	0,53
Fe-3 vacancy	232	1,9	0,49
Fe-4 vacancy	262	2,2	0,45
Fe-6 vacancy	304	2,6	0,41

Таблица 1. Времена жизни для вакансий и комплексов вакансий в железе

Здесь приведены очевидные равенства:

$$X_1 = \frac{\Delta R}{\Delta R + R_1} \quad ; \qquad X_n = \frac{\Delta R}{\Delta R + R_n} ; \quad R_n = \frac{1 - X_n}{X_n} \cdot \frac{X_1}{1 - X_1} \cdot R_1 ; \tag{4}$$

Пусть  $R_n = K_n \cdot R_1$ . Тогда получим ряд выражений, позволяющих из экспериментальных данных по измерению времени жизни позитронов в различного типа вакансиях, определять их размер, если известен размер хотя бы одной (любой) вакансии

$$K_{n} = \frac{1 - X_{n}}{X_{n}} \cdot \frac{X_{1}}{1 - X_{1}}; \ \Delta R = K_{n} \cdot \frac{X_{n}}{1 - X_{n}}; \ R_{n} = K_{n} \cdot R_{1}$$
(5)

Подставляя экспериментальные данные, получаем:

 $K_6 = 1,83; K_4 = 1,56; K_3 = 1,32; K_2 = 1,13.$ 

В работе [3] на основании исследований сталей реактора ВВЭР-440 показано, что при нейтронных флюенсах  $\approx 10 \cdot 10^{20}$  см<sup>-2</sup> все позитроны захватываются дефектами. При этом определенное время жизни позитронов в этих дефектах относительно аннигиляции составляет величину 250–260 рs. Такому времени жизни должны соответствовать дефекты с радиусами  $\approx 2-3$  Å (то есть с диаметрами 5–6 Å). Авторы [3,4] делают вывод, что под действием нейтронного облучения образуются небольшие вакансионные кластеры из 5-6 вакансий.

Отметим, что оценки размеров дефектов, определенных из результатов измерений углового распределения аннигиляционных фотонов (УРА $\Phi$ ), дают примерно те же значения величин размеров.

#### Список литературы

- V. Slugen. What kind of information we can obtain from positron annihilation spectroscopy? EUR - Scientific and Technical Research Series; ISSN 1018-5593. Luxembourg: Office for Official Publications of the European Communities. 2006 – 94 pp.
- 2. Q. Deng, Y. Jean // Macromolecules. 1993. V.26. P.30.
- 3. P. Hautojärvi, L. Pöllönen, A. Vehanen, J. Yli-Kauppila, J. Nucl. Mater.114 (1983) 250.
- 4. J.Cizek, F.Becvar, I.Prochazka // Nucl. Instrum. And Meth. In Phys. Res. 2000. V.A450. P.325-337.

УДК 539.3

# ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕЛКОЗЕРНИСТОЙ СТРУКТУРЫ

#### Ершова А. Ю., Мартиросов М.И.

Московский авиационный институт (государственный технический университет), Москва, Россия. Yershova A@mail.ru

Полимерные композиционные материалы (ПКМ) на основе полиэфирных смол в настоящее время широко применяются в различных областях современной техники. ПКМ обладают рядом преимуществ по сравнению с металлами, их сплавами, бетоном, стеклом и часто становятся весьма эффективной альтернативой традиционным конструкционным материалам. Основным достоинством ПКМ является высокий уровень их удельных характеристик. Технологические процессы формования изделий из ПКМ позволяют получать изделия более сложной формы и характеризуются существенно меньшей энергоемкостью. Указанные преимущества относятся и к достаточно новому классу мелкозернистых ПКМ – литьевому искусственному камню (ЛИК), предназначенному для замены природного гранита, мрамора и других пород в строительстве и машиностроении.

ЛИК – это композиционный конструкционный материал, состоящий из ненасыщенной полиэфирной смолы (~20%) и мелкозернистого инертного наполнителя (~80%). В зависимости от используемой смолы, наполнителя, красящих пигментов можно имитировать цвет и фактуру натурального природного камня: мрамора, малахита, оникса, змеевика, гранита и т.д. ЛИК является беспористым, однородным в массе материалом, стойким к колебаниям температуры окружающей среды, способным к восприятию ударных и вибрационных нагрузок, поддается механической обработке, склеиванию. Этот материал не изменяет цвет со временем, обладает высоким шумопоглощением, низкой теплопроводностью, высокими антибактериальными свойствами, стойкостью к ряду химически агрессивных сред и коррозии, а также повышенной износостойкостью. В отличие от натурального природного камня, материалу присуще отсутствие радиоактивного фона, что позволяет использовать ЛИК при реализации некоторых перспективных нанотехнологий. Объектом применения этих материалов могут, например, являться несущие системы (станины, стойки, основания) для достаточно широкого спектра высокоточных станков, контрольноизмерительных машин и нанотехники, где использование металлических материалов исчерпало себя и не позволяет выйти на требуемые технические параметры и характеристики. В настоящее время литьевая технология позволяет изготавливать изделия практически любой сложности, в том числе и объемные длинномерные, где будут сохранены природные качества и внешний вид натурального камня.

Однако замена традиционных материалов на новые должна сопровождаться значительным объемом научно-исследовательских работ, связанных с изучением особенностей механического поведения ПКМ. В настоящее время известны ограниченные исследования механических характеристик ЛИК, необходимых для оценки работоспособности элементов конструкций из этих материалов. В данной Работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования механических свойств ЛИК на основе ненасыщенных полиэфиров.

Особенностью механических свойств ЛИК, как и натурального природного камня, является малый уровень деформаций. Точное определение характеристик подобных материалов возможно лишь при использовании современного оборудования и методов испытаний. Для определения механических свойств исследуемых образцов из ЛИК в работе использовалась универсальная испытательная машина ZWICK Z100 (производство Германии).

Образцы для экспериментального определения механических характеристик исследуемого материала должны удовлетворять следующим требованиям: возможность реализации простых стандартных схем нагружения, простота и дешевизна приспособления для проведения испытаний, простота установки в испытательной машине, нечувствительность к способу крепления, воспроизводимость экспериментальных оценок исследуемых характеристик. В наибольшей степени этим требованиям отвечают образцы в виде двойной лопатки для испытаний на растяжение и в виде прямоугольного параллелепипеда для испытаний на сжатие. Для изготовления образцов использовалась тиксотропная ненасыщенная полиэфирная смола с коротким временем гелеобразования, высокой вязкостью (по Брукфильду), предускоренная, малой усадкой, низким экзотермическим пиком и малой эмиссией стирола на ортофталиевой основе производства фирмы ASHLAND, США. В качестве наполнителя применялись кварцевый песок, карбонат кальция и магния, гидроксид алюминия и ряд других материалов. Следует отметить, что мелкозернистые наполнители

требуют более высокого содержания смолы в растворе, чем крупнозернистые, так как обладают большей суммарной поверхностной площадью смачивания. В качестве катализатора, ускоряющего реакцию полимеризации, использовался метилэтилкетон пероксид (активный кислород более 9%) в сочетании с кобальтовым ускорителем (отверждение при комнатной температуре). Дозировка катализатора 1,5-2 %, ускорителя ~1%. Использовались также красящие пигменты фирмы INCRETE SYSTEMS, США и фирмы BAYER, Германия.



**Рис.** 1. Экспериментальная кривая растяжения ЛИК, полученная при скорости деформации 0,01 с<sup>-1</sup>



Рис. 2. Экспериментальная диаграмма сжатия ЛИК, полученная при скорости изменения напряжения 1МПа/с

По результатам машинных испытаний с использованием указанного оборудования и тензометрических методов измерения продольной и поперечной деформаций определены упругие характеристики ЛИК при растяжении и сжатии. Получены кривые ползучести и релаксации напряжений при значениях напряжений и деформаций близких к предельным. С использованием методов и К-тарировки податливости получены экспериментальные значения характеристик вязкости разрушения исследуемого материала. На рис. 1 представлена характерная кривая растяжения ЛИК, полученная при скорости деформации 0,01 с<sup>-1</sup>. На рис. 2 представлена экспериментальная диаграмма сжатия ЛИК, полученная при скорости изменения напряжения 1МПа/с.

По результатам испытаний были определены предел прочности, модуль упругости и характеристики трещиностойкости образцов из ЛИК. Проведены испытания при постоянных уровнях напряжения и деформации, в результате которых получены кривые ползучести и релаксации напряжений материала (рис. 3 и 4). Установка ZWICK Z100 использовалась и

для определения коэффициента Пуассона и модуля упругости при растяжении и сжатии с применением тензометрического метода измерения продольной и поперечной деформации [1].

В связи с тем, что исследуемый материал является композицией ненасыщенных полиэфиров (матрица) и жестких частиц минерального наполнителя, введенного в композит в качестве упрочняющей фазы, естественно предположить, что изучаемый ЛИК будет проявлять существенную зависимость механических характеристик от времени.



**Рис. 3.** Экспериментальная кривая релаксации материала при деформации ε = 0,005%



**Рис. 4.** Экспериментальная кривая ползучести при  $\sigma = 1,8$  МПа

Для подобных материалов вязкоупругое поведение является характерным. Матрица проявляет существенную зависимость механических свойств от времени или скорости нагружения, характерную для ненаполненных полимеров. В наполненных полимерных системах дополнительными механизмами вязкоупругого поведения являются межфазные процессы, протекающие на границе между наполнителем и связующим, нарушение прочности скрепления между наполнителем и связующим. Для оценки вязкоупругого поведения ЛИК была проведена серия испытаний на ползучесть и релаксацию напряжений при растяжении при температуре T=20°C и значительных уровнях напряжений и деформаций.

Для определения характеристик трещиностойкости исследуемого ЛИК использованы метод податливости для определения интенсивности высвобождения энергии  $G_{1C}$  и метод Ктарировки для определения критического значения коэффициента интенсивности напряжений. В соответствии с методом податливости проведена серия испытаний на трехточечный из-

гиб образцов в виде бруса прямоугольного сечения с центральными краевыми надрезами.

В качестве теоретической части работы рассматривается решение задач по исследованию поведения пластин и пологих цилиндрических панелей из ЛИК под действием динамических нагрузок различного характера. Получены и численно проанализированы геометрически и физически нелинейные уравнения движения этих элементов конструкций с учетом разномодульности ЛИК. Дается сравнение полученных решений с решениями для обычного упругого материала.

## Список литературы

1. Ершова А.Ю., Бессонов Д.Е., Зезин Ю.П., Мартиросов М.И., Рабинский Л.Н. Экспериментальные исследования деформирования и разрушения зернистых композитов на основе полиэфирных смол // Механика композиционных материалов и конструкций.- 2008. Т.14, №1.-С.111-125.

# ИНДУКЦИОННЫЙ МЕТОД ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ЛОКАЛЬНОГО ФИЗИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОБРАБАТЫВАЕМУЮ ПОВЕРХНОСТЬ ЗАГОТОВКИ

Максаров В. В., Леонидов П. В.

Северо-Западный Государственный Заочный Технический Университет, г. Санкт-Петербург, Россия, pleonidov@yandex.ru

Аннотация: Целью данной статьи является рассмотрение эфективного метода локального температурного воздействия с помощью индукционного нагрева на внешний слой обрабатываемой поверхности детали. Позволяющего управлять процессом дробления сливной стружки образующейся в процессе механической обработки детали.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В процессе формообразования деталей методом резания, в зоне соприкосновения режущего инструмента и срезаемого слоя заготовки происходит процесс пластической деформации и разрушения металла, что приводит к образованию стружки и отделению ее от обрабатываемой детали. На современном производстве при обработке изделий из высокопрочных сталей в автоматизированных ячейках очень часто сталкиваются с проблемой дробления и отведения сливной стружки, приводящей к неэфективной эксплуатации оборудования.

Одним из наиболее эффективных методов, позволяющих надежно управлять процессом дробления сливной стружки, является создание предварительного локального пластического воздействия на внешнюю поверхность срезаемого слоя, производимое по определенным законам. Особенность процесса точения заготовок, подвергнутых такому воздействию, заключается в периодическом изменении условий резания по сравнению с исходным материалом.

# 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве метода предварительного локального воздействия авторами предлагается использование индукционного способа обработки заготовки. Преимуществом такого метода являются: 1) выделение тепла непосредственно в самом металле за счет индуктированного тока; 2) реализуется возможность значительной концентрации электрической энергии в небольшом объеме нагреваемого металла, что позволяет осуществлять нагрев с большой скоростью; 3) при разработке индукционного нагревателя определенной конструкции (см. рис. 1) позволяет получить область и глубину прогрева требуемой конфигурации ( $h_m \times b_m$ ).



**Рис.** 1. Индукционный метод локального индукционного воздействия на обрабатываемую поверхность: 1 – магнитопровод способствующий вытеснению тока, в требуемом направлении; 2 – индуктирущий провод, создающий переменное магнитное поле; 3 – обрабатываемая поверхность детали.

Термическое воздействие на заготовку в области предпологаемого припуска срезаемого слоя по определенной траектории приводит к изменению структуры и механических свойств обрабатываемого металла. Измененяется плотность дефектов кристаллической решетки, образующих высокоэнергетические конфигурации. При нагреве стали изменяются ее удельное электрическое сопротивление и магнитная проницаемость.



**Рис. 2.** Область локального физического воздействия полученная индукционным способом.

В последующем при лезвийной механической обработке с частотой вращения заготовки  $n_m$  и подачей  $S_p$  режущая кромка инструмента в плоскости резания пересекается в точке *C* с зоной локального физического воздействия (см. рис. 3). Зона локального воздействия  $(h_m \times b_m)$  с искаженной кристаллической решеткой (см. рис. 2), имеющая иные механические свойства по сравнению с основным материалом, приводит к мгновенному изменению напряженно-деформированного состояния в зоне стружкообразования.



Рис. 3. Схема процесса точения заготовки после предварительного создания локальной метастабильности на поверхности материала индукционным способом

## 3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В зоне предварительного локального воздействия на поверхности заготовки происходят внутренние структурные изменения. При нагреве локальной области стальной заготовки выше температуры фазового перехода  $Ac_3$  и последующем ее охлаждении в обработанной локальной области образуется зона высокой твердости *а* (см. рис.4).

В результате структура закаленной зоны a, нагретой выше критической точки  $Ac_3$  состоит из мартенсита, а переходной зоны b из мартенсита и феррита. Более глубокие слои металла нагреваются до температуры ниже критической точки  $Ac_1$ , поэтому изменения структуры в них не происходит. Слой a, нагретый выше критической точки  $Ac_3$  получит полную закалку, а слой b, нагретый выше точки  $Ac_1$ , но ниже точки  $Ac_3$ , получит не полную закалку. Таким образом, структура локальной зоны будет характеризоваться наличием закаленного слоя с определенной степенью нагрева и переходного слоя с неполной закалкой. При прекращении температурного воздействия произойдет перераспределение температуры из зоны локального воздействия, за счет теплопроводности, в глубь основного материала заготовки. Из за

определенного локального термического воздействия охлаждение нагретой области происходит самой массой металла, которая остается холодной и после прекращения действия источника нагрева и является охладителем для поверхностных локальных разогретых слоев.



**Рис. 4.** Изменение температуры по сечению локального термического воздействия: 1 - в момент нагрева; 2 - через заданный промежуток времени после окончания обработки; 3 - линии температур критических точек  $Ac_1$  и  $Ac_3$ .

Глубина зоны термического влияния, при индукционном методе нагрева, определяется мощностью индукционного нагревателя и временем нагрева заготовки. Следовательно, глубина прогрева локальной области является четко регулируемой величиной в зависимости от предьявляемых требований.

При дальнейшей лезвийной механической обработке детали зона локального термического воздействия, находясь в метастабильном состоянии по сравнению с основным металлом, приводит к мгновенному изменению напряженнодеформированного состояния в зоне стружкообразования, обеспечивая процесс сегментации стружки. Соответственно при соблюдении определенных условий предварительного локального термического воздействия можно получить отрезки стружки рациональной длины, которые определяются условиями эффективной и безопасной работы исполнительных механизмов, удобством ее уборки, транспортирования и переработки.

#### 4. ВЫВОДЫ

1. Предложен индукционный метод предварительнного нагрева локального участка обрабатываемого материала, который приводит к возникновению повышенной метастабильности структуры в этой локальной области. Что позволяет обеспечить при дальнейшей лезвийной обработке дробление сливной стружки оптимальной длины.

2. Указаны преимущества индукционного метода предварительного локального воздействия: выделение тепла непосредственно в самом металле, контроль за шириной и глубиной прогрева, высокая скорость обработки заготовки.

# Список литературы

- 1. Вейц В. Л., Максаров В. В. Динамика и управление процессом стружкообразования при лезвийной механической обработке. СПб.: СЗПИ, 2000. 160 с.
- 2. Вейц В.Л., Максаров В.В., Лонцих П.А. Динамика и моделирование процессов резания при механической обработке. Иркутск: РИО ИГИУВа, 2000. 180 с.
- 3. Гуляев А.П. Термическая обработка стали. М.: Машгиз, 1960. 648 с.
- 4. Слухоцкий А.Е. Индукторы. Ленинград:Машиностроение, 1989. 69 с.
- Слухоцский А.Е., Ненков В.С., Павлов Н.А., Бамунер А.В. Установ-ки индукционного нагрева / Под ред. Слухоцкого А.Е. – Л.: Энергоиздат. Ленинградское издание, 1981. -328 с.
# МАССОПЕРЕНОС В ОКРЕСТНОСТИ ДИСКЛИНАЦИЙ МАРКСА-ИОФФЕ

#### Власов Н. М.

# Региональный Образовательный Научный Центр, Подольск Московской обл., Россия <u>tsolga@list.ru</u>

Дисклинационные представления весьма часто используют при моделировании полей внутренних напряжений в конденсированных средах. Наиболее успешно такое моделирование осуществляется в рамках плоской задачи теории упругости. Так, например, клиновые дисклинации достаточно правдоподобно описывают поля внутренних напряжений в окрестности тройных стыков границ зерен, вершин двойников, оборванных границ наклона, большеугловых границ зерен [1,2]. Привлекательность клиновых дисклинаций при описании процессов массопереноса обусловлена тем, что первый инвариант тензора напряжений этого структурного дефекта имеет логарифмическую зависимость от радиальной координаты. Подобная зависимость позволяет получать точные аналитические решения уравнений диффузионной кинетики, поскольку логарифмическая функция является гармонической, а ее градиент обратно пропорционален радиусу в полярной системе координат. Последнее означает, что градиент поля напряжений клиновой дисклинации соответствует одному из членов оператора Лапласа в принятой системе координат

Схема образования клиновых дисклинаций (дисклинации Франка) весьма проста. Из двусвязной области вырезают клин с углом ω и совмещают берега разреза. В результате такой операции происходит образование внутренних напряжений, первый инвариант тензора которых имеет вид

$$\sigma_{II} = \frac{\mu\omega(1+\nu)}{2\pi(1-\nu)} \left(1 + 2\ln\frac{r}{R}\right), r_0 \le r \le R, \qquad (1)$$

где  $\mu$  – модуль сдвига,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $r_0$  и R – внутренний и внешний радиусы клиновой дисклинации,  $\frac{\omega}{2\pi}$  – мощность клиновой дисклинации (угол  $\omega$  измеряется в радианах). Логарифмическая расходимость соотношения (1) устраняется путем введения конечных значений внутреннего и внешнего радиусов клиновой дисклинации. По аналогии с клиновой дисклинацией происходит образование дисклинаций Маркса–Иоффе [3]. Из двусвязной сферической области вырезают конус с телесным углом  $\Omega$  и совмещают берега разреза. При такой операции внешняя поверхность полой сферы находится в состоянии растяжения, а внутренняя – в состоянии сжатия. Первый инвариант тензора внутренних напряжений имеет вид:

$$\sigma_{ll} = \frac{\mu\Omega(1+\nu)}{3\pi(1-\nu)} \left(1 + 3\ln\frac{r}{R}\right), \ r_0 \le r \le R,$$
(2)

где  $\frac{\Omega}{4\pi}$  – мощность дисклинации Маркса–Иоффе. Остальные обозначения соответ-

ствуют принятым ранее.

Массоперенос в окрестности дисклинаций Маркса-Иоффе определяется потенциалом взаимодействия точечных дефектов с полем  $\sigma_{ll}$ 

$$V = -\frac{\sigma_{ll}}{3}\delta\upsilon, \qquad (3)$$

где  $\sigma_n$ - первый инвариант тензора напряжений,  $\delta \upsilon$  – изменение объема материала при размещении точечного дефекта.

Стереодисклинации (дисклинации Маркса-Иоффа) используют для моделирования полей внутренних напряжений в окрестности сферических наночастиц, узлов тройных стыков границ зерен, зоны пластичности у сферической поры. Не нарушая общности, рассмотрим стереодисклинацию в полой сфере и ее влияние на диффузионную проницаемость последней. Соответствующая задача математически формулируется следующим образом

$$\frac{1}{D}\frac{\partial C}{\partial t} = \Delta C + \frac{\nabla (C\nabla V)}{kT}, r_0 < r < R,$$

$$C(0,r) = 0, C(r_0,t) = C_0, C(R,t) = 0,$$
(4)

где D – коэффициент диффузии точечных дефектов, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура,  $r_0$  и R – внутренний и внешний радиусы полой сферы,  $C_0$  – концентрация точечных дефектов на внутренней поверхности сферы. Физический смысл начального и граничных условий задачи (4) вполне очевиден. В начальной момент времени концентрация точечных дефектов во всей области равна нулю. Такая же концентрация поддерживается на внешней границе. Это означает, что точечные дефекты мгновенно покидают внешнюю поверхность по мере их поступления. Принятие этого условия позволяет более зримо оттенить роль поля напряжений стереодисклинации. На внутренней границе области сохраняется постоянная концентрации точечных дефектов. Подобные задачи возникают при анализе диффузионной проницаемости сферических оболочек тепловыделяющих элементов. В качестве точеных дефектов рассматривают продукты деления ядерных реакций или примеси внедрения при выгорании ядерного топлива.

С учетом (2) и (3) после несложных преобразований получим вариант задачи (4)

$$\frac{1}{D}\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{(2-\alpha)}{r}\frac{\partial C}{\partial r} - \frac{\alpha C}{r^2}, r_0 < r < R,$$

$$C(0,r) = 0, \ C(r_0,t) = C_0, \ C(R,t) = 0,$$

$$\alpha = \frac{\mu\Omega(1+\nu)\delta\upsilon}{3\pi(1-\nu)kT}.$$
(5)

Все обозначения соответствуют принятым ранее. Безразмерный параметр α характеризует отношение энергии связи точечного дефекта с полем напряжений дисклинации к энергии теплового движения. Оценки показывают, что величина α близка к единице.

Рассмотрим установившейся диффузионный поток атомов примеси через внешнюю границу области в зависимости от поля напряжений стереосклинации. Такой подход физически оправдан, поскольку при фиксированных граничных условиях через определенное время возникает квазистационарный режим. Кроме того, в работе [4] показано, что стационарное решение подобной задачи достигается достаточно быстро. Решение задачи (5) в исходной постановке приводит к громоздким соотношениям (различные комбинации функций Бесселя), что не вносит ясности в физический смысл рассматриваемого процесса. Концентрация атомов примеси для стационарного процесса с учетом поля напряжений стереодисклинации имеет вид:

$$\frac{C}{C_{0}} = \frac{\frac{r_{0}^{1-\alpha}}{R}r^{\alpha} - \frac{R^{\alpha}r_{0}^{1-\alpha}}{r}}{\frac{r_{0}}{R} - \left(\frac{R}{r_{0}}\right)^{\alpha}}.$$
(6)

Определим диффузионный поток атомов примеси через единицу площади внешней поверхности за единицу времени

$$\left|\overline{J}\right|_{1} = \frac{DC_{0}N_{0}}{R} \left\{ \frac{\left(1+\alpha\right)\frac{r_{0}}{R}}{1-\left(\frac{r_{0}}{R}\right)^{1+\alpha}} \right\},\tag{7}$$

где  $N_0$  – число атомов в единице объема. Эта величина переводит безразмерное значение концентрации атомов примеси в размерную величину  $(am/M^3)$ . Если  $\alpha = 0$  (не учитывается поле напряжений стереодисклинации), то соответствующий поток атомов примеси через внешнюю границу полой сферы описывается соотношением

$$\left|\overline{J}\right|_{2} = \frac{DC_{0}N_{0}}{R} \left\{ \frac{\frac{r_{0}}{R}}{1 - \frac{r_{0}}{R}} \right\}.$$
(8)

Отношение выражений (7) и (8) показывает влияние поля напряжений дисклинации Маркса-Иоффе на диффузионную проницаемость полой сферы

$$\frac{\left|\overline{J}\right|_{1}}{\left|\overline{J}\right|_{2}} = \frac{\left(1+\alpha\right)\left(1-\frac{r_{0}}{R}\right)}{1-\left(\frac{r_{0}}{R}\right)^{1+\alpha}}.$$
(9)

Для произвольных значений  $\frac{r_0}{R}$  при  $\alpha > 0$  это отношение всегда больше едини-

цы. Физически это означает, что поле напряжений стереодисклинации увеличивает диффузионную проницаемость полой сферы. Это справедливо для случая, когда внешняя область находится в состоянии растяжения, а внутренняя – в состоянии сжатия. При изменении знака поля напряжений стереодисклинации произойдет уменьшение диффузионной проницаемости полой сферы.

#### Список литературы

- 1. В.И. Владимиров, А.Е. Романов. Дисклинации в кристаллах. Л.: Наука, 1986, 223с.
- N. M. Vlasov and I. I. Fedik. Simulation of Material Fracture in the Field of Thermal Stresses. Journal of Thermal Stresses, 32; 755-767, 2009.
- 3. A. Howie and L.D.Marks. Elastic strains and the energy balance for multiply twinned particles. Philosophical Magazine A, 49, №1,95-109,1984.
- 4. Н. М. Власов, В.С.Колесов, И.И. Федик. Влияние пластической деформации на диффузионный рост пор. Математические методы и физико-механические поля, Киев, Наукова Думка, 1977, №5, с.57-60.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ В НАНОСТРУКТУРНЫХ МАТЕРИАЛАХ

#### Цаповская О. А., Челяпина О. И.

Региональный образовательный научный центр МГОУ, .Подольск Московской области, Россия tsolga@list.ru

Наноструктурные материалы представляют несомненный интерес для перспективных направлений новой техники. Многочисленные публикации и тематические конференции подтверждают сказанное [1-3]. Поведение наноматериалов в условиях эксплуатации существенно зависит от уровня и характера распределения внутренних напряжений в окрестности наночастиц. Целью данного сообщения является моделирование внутренних напряжений в окрестности наночастиц цилиндрической формы произвольного плоского сечения. Рассматривается случай, когда наночастица и матрица характеризуются разными значениями коэффициента линейного расширения при одинаковых значениях упругих характеристик. Характерный размер нанонеоднородностей составляет десятки нанометров, расстояние между частицами много больше размера последних.

Рассмотрим цилиндрическую неоднородность произвольного сечения в состоянии плоской деформации. Внешняя поверхность матрицы свободна от нормальных напряжений. В условиях идеального термомеханического контакта такая система представляет собой односвязную область. Коэффициент линейного расширения плавно меняется при переходе через границу наночастицы и является непрерывной функцией радиальной координаты для всей рассматриваемой области

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(-\frac{2r^2(\varphi)}{r_0^2(\varphi)}\right),\tag{1}$$

где  $\alpha_0$  – значение  $\alpha$  при r = 0, т.е. в центре нанонеоднородности,  $r_0(\varphi)$  – угловая зависимость радиуса неоднородности,  $r(\varphi)$  – угловая зависимость текущего радиуса исследуемой области. Графическая зависимость соотношения (1) для конкретного угла  $\varphi$  представлена на рис.1



**Рис.1.** Зависимость безразмерного коэффициента линейного расширения от величины  $r/r_0$  для конкретного значения угла  $\varphi$ 

Компоненты тензора внутренних напряжений в окрестности структурной неоднородности определяются через функцию напряжения F, которая удовлетворяет бигармоническому уравнению [4]

$$\Delta\Delta F = -\frac{E}{1-\nu}\Delta(\alpha T_0) = \frac{8\alpha_0 ET_0}{(1-\nu)r_0^2(\varphi)} \left(1-2\frac{r^2(\varphi)}{r_0^2(\varphi)}\right) \exp\left(-\frac{2r^2(\varphi)}{r_0^2(\varphi)}\right)$$
(2)  
$$F = \frac{\partial F}{\partial n} = 0 \quad \text{при } r = R,$$

где E – модуль Юнга,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $T_0$  – постоянная температура. Появление термонапряжений (частный случай внутренних напряжений) при постоянной температуре обусловлено неоднородным распределением коэффициента линейного расширения. Граничные условия на внешнем контуре односвязной области физически означают отсутствие прогиба внешней границы (F=0) и наклона плоского сечения ( $\frac{\partial F}{\partial n} = 0$ ). Сответствующие значения термонапряжений определяются через функцию F (цилиндрическая система координат)

$$\sigma_{rr} = \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r}, \ \sigma_{\varphi\varphi} = \frac{\partial^2 F}{\partial r^2}, \ \sigma_{zz} = \sigma_{rr} + \sigma_{\varphi\varphi}, \ \sigma_{r\varphi} = \sigma_{\varphi r} = 0.$$
(3)

Соотношение для  $\sigma_{zz}$  выполняется при свободных от нагрузки торцевых поверхностей рассматриваемой области.

Решение задачи (2)–(3) для произвольного контура плоского сечения наночастицы встречает существенные математические трудности. Поэтому применяют аналоговый метод определения термонапряжений, сущность которого заключается в следующем. Для односвязной области задача изгиба пластины под действием распределенной нагрузки с точностью до обозначений эквивалентна задаче (2)

$$\Delta \Delta \omega = \frac{p(r)}{D}, \quad \omega = \frac{\partial \omega}{\partial n} = 0 \quad \text{при } r = R, \tag{4}$$

где  $\omega$  – функция прогиба пластины, p(r) – закон распределения внешней нагрузки, D – жесткость пластины. Граничные условия задачи (4) физически означают жесткое защемление пластины по внешнему контуру. Если принять соотношение  $[F] = [\chi \omega]$ , то по известному закону изменения прогиба пластины можно определить функцию напряжений F и далее термонапряженнное состояние ( $\chi$  – коэффициент пропорциональности для сохранения размерности). Из (2) и (4) с учетом коэффициента размерности получаем закон нагружения модельной пластины

$$p(r) = \frac{8\alpha_0 EDT_0}{(1-\nu)r_0^2(\phi)\chi} \left(1 - 2\frac{r^2(\phi)}{r_0^2(\phi)}\right) \exp\left(-\frac{2r^2(\phi)}{r_0^2(\phi)}\right).$$
 (5)

Графическая зависимость p(r) для конкретного значения угла  $\varphi$  приведена на рис.2. Видно, что при  $r/r_0 = 2$  значение p(r) практически принимает нулевое значение.

Экспериментальная реализация аналогового метода определения внутренних напряжений в окрестностях наночастицы цилиндрической формы заключается в следующем [5]. Жестко защемленная по внешнему контуру модельная пластина нагружается распределенным давлением по закону (5). Форма нанонеоднородности моделируется распределенной нагрузкой. Внутренние напряжения определяют через поверхностные смещения модельной пластины.



**Рис. 2.** Зависимость безразмерной распределенной нагрузки от величины *r*/*r*<sub>0</sub> для конкретного значения угла φ.

# Список литературы

- 1. Поздняков В.А., Глезер А.М. Структурные механизмы разрушения нанокристаллических материалов. ФТТ, 2005, т.47, в.5, с. 793-800.
- 2. Колесникова А.Л., Овидько И.А., Романов А.Е. Трансформация границ раздела в наноаморфных твердых телах. ФТТ, 1999, т.41, в.9, с.1627-1629.
- 3. Вторая Всероссийская конференция по наноматериалам. г.Новосибирск, 13-16 марта 2007г. Тезисы докладов.
- 4. Боли Б., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений. Пер. с англ.М.:Мир, 1964, 517 с.
- 5. Иванов С.Д. Актуальные задачи моделирования технологических и температурных напряжений. М.: МГОУ, 1995, 271 с.

# ВОЗДЕЙСТВИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ И РАСТВОРОВ КDP, АDP НА ИХ РАВНОВЕСИЕ

# Смирнов А. Е., Ковалев С. И., Волошин А. Э.

Учреждение Российской академии наук Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН, Москва, Россия asmirnov46@mail.ru

Методом измерения температуры равновесия впервые обнаружен эффект влияния предварительной магнитной обработки немагнитных кристаллов и растворов на растворимость кристаллов KDP и смешанных кристаллов KDP – ADP. Показано, что эффект максимален сразу после намагничивания, а затем постепенно спадает. Максимум эффекта наблюдается в кристаллах со специально введенной примесью хрома. Определено время жизни магнитоиндуцированного состояния. Установлен пороговый характер эффекта по напряженности магнитного поля.

# ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ И МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ В ОЦК СПЛАВАХ ПРИ БОЛЬШИХ ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЯХ КРУЧЕНИЕМ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

# Дитенберг И. А., Тюменцев А. Н., Винс С. А., Корзников А. В.<sup>1</sup>

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия Томский государственный университет, Томск, Россия <sup>1</sup> Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия <u>ditenberg\_i@mail.ru</u>

В работе проведено обобщение результатов сравнительного исследования особенностей формирования субмикрокристаллических (СМК) и нанокристаллических (НК) структурных состояний в образцах ОЦК сплавов с различным типом упрочнения в процессе интенсивной ( $e \approx 2.5 - 7$ ) пластической деформации кручением под давлением при комнатной температуре.

Обнаружена высокая анизотропия зеренной структуры: размеры зерен в направлении оси кручения (перпендикулярном плоскости наковален) не превышают 100 нм, что в несколько раз меньше, чем размер зерен в направлениях параллельных плоскости наковален достигающий 250 – 400 нм.

С применением специальных методов темнопольного анализа непрерывных разориентировок в зависимости от степени деформации сплавов определены параметры кривизны кристаллической решетки и размеры характерных микрообъемов градиентных дисклинационных субструктур, которые способны быть зародышами дискретных границ разориентации и, тем самым, определять размеры субмикро или нанозерен и субзерен в формирующихся НК и СМК состояниях.

Обнаружено формирование двухуровневых структурных состояний, что проявляется во фрагментации субмикронных (50 ÷ 400 нм) зерен с большеугловыми границами на нанозерна (5 ÷ 20 нм) с малоугловыми границами разориентации дискретного и непрерывного типа и высокими значениями кривизны кристаллической решетки ( $\chi_{ij}$  около 50 град/мкм).

Проведено обсуждение механизмов пластической деформации и фрагментации кристаллической решетки. Высказано предположение, что кооперативное действие дисклинационного [1] и квазивязкого [2] механизмов обеспечивает формирование и дальнейшую эволюцию высокодефектных НК и СМК состояний в процессе больших пластических деформаций в условиях подавления дислокационной и диффузионной активности.

Проанализированы характерные параметры изученных состояний (размеры зерен и субзерен, кривизна кристаллической решетки) в зависимости от степени деформации и прочностных свойств материала.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ № 09-02-00809а и № 09-03-99007-р\_офи, и гранта Президента Российской Федерации МК-658.2009.8. Исследования проведены с использованием оборудования Томского материаловедческого центра коллективного пользования ТГУ.

#### Список литературы

- 1. Тюменцев А.Н, Коротаев А.Д., Пинжин Ю.П. // Физическая мезомеханика. –2004. Т. 7. –№ 4. –С. 35-53.
- 2. Коротаев А.Д., Тюменцев А.Н., Гончиков В.Ч., Олемской А.И. // Изв. Вузов. Физика. 1991. №3. С. –81-92.

# ВЗАИМОСВЯЗЬ ТОНКОЙ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ И ПАРАМЕТРОВ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СПЛАВА Мо-Re ПОСЛЕ ДЕФОРМАЦИИ КРУЧЕНИЕМ В НАКОВАЛЬНЯХ БРИДЖМЕНА

# Винс С. А., Дитенберг И. А., Тюменцев А. Н., Корзников А. В.<sup>1</sup>

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия Томский Государственный Университет, Томск, Россия <sup>1</sup>Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия vins-sv09@rambler.ru

Проведено исследование особенностей эволюции микроструктуры и механических свойств сплава системы Мо–47% Re после достижения различных степеней деформации при кручении в наковальнях Бриджмена при комнатной температуре.

Электронно-микроскопическое исследование образцов проведено преимущественно в сечении, перпендикулярном плоскости наковален, при этом были исследованы тонкие фольги, вырезанные из различных участков образца после кручения. Такой подход позволяет провести сравнительные исследования микроструктуры в зависимости от расстояний от оси кручения и, в том числе, в соответствие с формулой  $e = \ln(2\pi NR/h)$ , в зависимости от степени деформации. Измерение микротвердости проведено в сечениях параллельном и перпендикулярном плоскости наковален на различных расстояниях от оси кручения и поверхности образцов.

Для всех степеней деформации характерной чертой является анизотропия зеренной структуры: размеры зерен в направлении оси кручения в несколько раз меньше, чем в направлениях перпендикулярных данной оси. Установлено, что в целом, увеличение степени деформации практически не влияет на морфологию и размеры зерен, но при этом наблюдается качественное изменение их внутренней дефектной структуры. После деформации до  $e \approx 4$  обнаружено формирование двухуровневых структурных состояний [1]. Дальнейшее увеличение степени деформации приводит к увеличению плотности зерен с двухуровневой структурой.

В процессе измерения микротвердости в сечении перпендикулярном плоскости наковален после кручения на один оборот обнаружен неоднородный характер упрочнения центральной и периферийной частей образцов. Увеличение деформации приводит к постепенному выравниванию параметров микротвердости на различных расстояниях от центра с достижением близких по значению величин после кручения на пять оборотов.

На основе сопоставления результатов структурных исследований и данных о параметрах микротвердости сделано предположение, что именно развитие двухуровневых структурных состояний, во многом, определяет взаимосвязанную эволюцию микроструктуры и свойств. Проведено обсуждение возможных механизмов пластической деформации, кооперативное действие которых в условиях подавленной дислокационной и диффузионной активности обеспечивает формирование обнаруженных высокодефектных структурных состояний.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ № 09-02-00809а и Президента Российской Федерации МК-658.2009.8. Исследования проведены с использованием оборудования Томского материаловедческого центра коллективного пользования ТГУ.

#### Список литературы

1. Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Корзников А.В., Винс С.А. // Перспективные материалы. – Спец. вып. (7). – 2009. – С. 103-107.

# ВЛИЯНИЕ ТЕРМОУДАРНЫХ НАГРУЖЕНИЙ НА ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И ПАРАМЕТРЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ ZrO<sub>2</sub>(MgO)

#### Промахов В. В., Буякова С. П., Кульков С. Н.

Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН, Томск, Россия vvpromakhov@mail.ru

В силу наличия у диоксидциркониевой керамики высокой температуры плавления в сочетании с высокими значениями коэффициента термического расширения и низкими значениями теплопроводности на первый план выходит применение данного материала в качестве термостойкого. В свою очередь, термостойкость является одним из важнейших свойств материалов, в ряде случаев определяющих их применимость и срок службы в различных условиях. Практически всегда термостойкость играет важнейшую роль при наличии высоких или хотя бы повышенных температур; но даже при нормальных условиях, локальный нагрев изделий при трении часто бывает единственной причиной преждевременного выхода их из строя. В первую очередь термостойкость важна для хрупких неметаллических материалов, поскольку металлы чувствительны к термическим ударам и быстрее выходят из строя благодаря окислению.

Способность материалов противостоять знакопеременным термическим нагрузкам зависит от многих факторов: структуры, фазового и химического составов, способов термонагружений, размера и формы образца и т.д. Особое значение термостойкость имеет для тугоплавких оксидных материалов. В силу высокого модуля упругости и сравнительно больших значений коэффициента термического линейного расширения эти материалы обладают сравнительно меньшей термостойкостью, чем бескислородные керамики, но их весомым преимуществом является стабильность химического состава в окислительной атмосфере при высоких температурах.

Цель работы – изучить влияние термоударных нагружений на параметры кристаллической структуры и фазовый состав керамики ZrO<sub>2</sub>(MgO).

В качестве материала для исследований использовались образцы в форме дисков, полученные формованием нанокристаллических порошков  $ZrO_2$ , допированных MgO (размер кристаллитов в порошках не превышал 30 нм). Образцы отличались количеством оксида магния и вследствие чего, соотношением долей высокотемпературных и низкотемпературной модификаций  $ZrO_2$ . В одних образцах преобладающей являлась доля высокотемпературных кубической и тетрагональной модификаций диоксида циркония, которая составляла более 80 %, в других преобладающей являлась низкотемпературная моноклинная модификация, её доля составляла около 70 %. Пористость в образцах обоих составов в среднем составляла 20 %.

Термическое нагружение образцов осуществлялось охлаждением в воду от температуры 1000 °С. Для каждого образца из обеих серий было произведено 50 термонагружений.

Рентгеноструктурные исследования осуществлялись на дифрактометре «Дрон УМ1» с СиКα излучением по точкам с шагом 0.1°. Разделение перекрывающихся рентгеновских рефлексов осуществлялось с помощью компьютерной программы на основе минимизации отклонения суммарного аппроксимирующего профиля от экспериментального. Керамика, в которой преобладала низкотемпературная модификации диоксида циркония, имела трещиноватую структуру. Присутствие сетки трещин в этих образцах обусловлено реализацией тетрагонально-моноклинного перехода ZrO<sub>2</sub> при охлаждении от температуры спекания, сопровождающегося объёмной инверсией. Несмотря на наличие микротрещин, прочность образцов на сжатие составляла не менее 400 МПа, что позволило использовать их в эксперименте по термическим нагружениям.

Исследования поверхности образцов после каждого из термоиспытаний показали, что структура образцов с преобладающей долей низкотемпературной модификации ZrO<sub>2</sub> сохранялась без значительных изменений. В образцах с преобладающей долей высокотемпературных модификаций ZrO<sub>2</sub>, при первом термонагружении произошло микрорастрескивание с образованием фрагментов, количество и размер которых сохранились при последующих испытаниях.

Согласно данным рентгенофазового анализа по мере увеличения числа термоиспытаний в образцах обоих составов сокращалась доля кубической и тетрагональной модификаций  $ZrO_2$  и соответственно возрастала доля моноклинной модификации, рис. 1. При этом в образцах с преобладающей долей высокотемпературных модификаций в исходном состоянии увеличение количества низкотемпературной фазы  $ZrO_2$  происходило весьма интенсивно до тех пор, пока её доля не составила в среднем 90 %. В образцах, с преобладающей долей в исходном состоянии низкотемпературной модификации  $ZrO_2$ , её количество при значительном числе термоиспытаний практически не менялось.



**Рис. 1.** Изменение количества моноклинной фазы ZrO<sub>2</sub> в керамике при термонагружениях.

Согласно произведённым расчётам в процессе термоиспытаний происходило уменьшение размеров кристаллитов высокотемпературной кумодификации бической лиоксила Имеющаяся разница в циркония. средних размерах кристаллитов в образцах в исходном состоянии с преобладанием высокотемпературных и низкотемпературной модификаций ZrO<sub>2</sub> нивелировалась к семнадцатой закалке. К окончанию эксперимента средний размер кристаллитов кубической модификации диоксида циркония в образцах обоих составов уменьшился до 30 нм.

В отличие от кубической модификации ZrO<sub>2</sub>, средний размер кристаллитов тетрагональной фазы диоксида циркония с увеличением ко-

личества закалок в образцах обоих составов возрастал. Но при этом в образцах с преобладанием в исходном состоянии доли высокотемпературных фаз  $ZrO_2$  в процессе термических нагружений размер кристаллитов тетрагональной фазы на протяжении всего эксперимента увеличивался монотонно, а в образцах с преобладающей долей моноклинной фазы  $ZrO_2$  в исходном состоянии при монотонном и весьма незначительном увеличении размеров кристаллитов тетрагональной модификации  $ZrO_2$  наблюдаемом в течение семнадцати закалок, увеличился более чем в полтора раза при последующих закалках. К окончанию эксперимента размеры кристаллитов тетрагональной фазы в образцах с преобладанием в исходном состоянии высокотемпературных модификаций и в образцах с преобладанием низкотемпературной модификации ZrO<sub>2</sub> отличались весьма незначительно.



**Рис. 2.** Влияние количества термонагружений на *a*, Å кубической модификации ZrO<sub>2</sub> (1 – для серии образцов с преобладающей долей низкотемпературных фаз ZrO<sub>2</sub>. 2 – для серии образцов с преобладающей долей высокотемпературных фаз ZrO<sub>2</sub>)

Как и кристаллиты тетрагональной модификации, кристаллиты моноклинной модификации ZrO<sub>2</sub> в образцах обоих составов с увеличением числа закалок возрастали, после пятой закалки нивелировалась разница между размерами кристаллитов в образцах с преобладанием высокотемпературных и низкотемпературной модификаций диоксида циркония.

Согласно произведённым расчётам с увеличением числа термических нагрузок для образцов обоих составов происходило уменьшение величины параметра решётки кубической модификации ZrO<sub>2</sub> (рисунок 2). Причиной уменьшения параметра решётки по видимости явилось увеличение числа вакансий, вызванное выходом оксидом магния из твёрдого раствора. При этом, принимая во внимание, что скорость диффузии катионов при температуре предпри-

нятых термических нагружений значительно ниже скорости анионов, следует полагать, что уменьшение параметра решётки кубической модификации ZrO<sub>2</sub> связано именно с увеличением числа катионных вакансий. В свою очередь, присутствие анионных вакансий обеспечило бы сохранение диоксида циркония в высокотемпературной модификации.

#### УДК 548.4.001:539.372: 669.295`71:539.4.015

# МИКРОСТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИЯ ПОСЛЕ СИЛЬНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В УСЛОВИЯХ ВСЕСТОРОННЕГО СЖАТИЯ

#### Кругликов Н. А., Каменецкий Б. И, Власова А. М., Волков А. Ю.

# Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия <u>nick@imp.uran.ru</u>

Возможность управления свойствами известных материалов связана с подробным изучением их структуры, фазовых превращений и методик обработки. Физические свойства одного и того же материала могут отличаться в зависимости от типа созданной структуры очень существенно. В настоящем исследовании были изучены возможности повышения пластичности этого хрупкого материала при холодном деформировании в условиях всестороннего сжатия. Из литературы известно, что формоизменение материалов в условиях высокого всестороннего сжатия и равномерного распределения деформаций по объёму может существенно повысить пластичность вещества. В работах П. Кармана, А. Григса и Адамса было установлено, что пластичность таких хрупких веществ как мрамор может достигать нескольких десятков процентов при их деформации сжатием с наличием бокового давления [1].

В качестве методики деформирования была выбрана осадка в обоймах, что позволило увеличить однородность распределения деформаций при осадке и создать высокие сжимающие напряжения во всех участках заготовки при формоизменении. Формоизменение материалов в условиях высокого всестороннего сжатия и равномерного распределения деформаций по объёму действительно существенно повысили пластичность вещества. Оказалось, что пластичность чистого литого магния в соответствии с литературными данными не превышает 7-8%. Предварительный отжиг, по нашим данным, повышает пластичность не более чем на 5%. Благодаря использованию обойм пластичность удалось увеличить более чем до 90% что, не является пределом, учитывая, не полную реализацию запаса технологических приемов подготовки, подбора материала и формы обойм. Таким образом, мы, действительно, имеем возможность получать материал в уникальном структурном состоянии и, с улучшенными механическими свойствами.

Мы подробно изучили структурное состояние вещества с уникальной пластичностью. Наше исследование показало, что существенное увеличение пластичности материала при деформировании в обоймах может быть объяснено динамической рекристаллизацией, протекающей во время деформирования. Наблюдения демонстрируют большое количество мелких (от 1 до 10 микрон в диаметре) зерен с относительно небольшой плотностью дислокаций. Этот вывод вполне согласуется и с измерениями твердости по Бринеллю. В исходном (литом) состоянии твердость магния составляет 30 НВ. При определенных степенях деформации твердость достигает значения 35-37 НВ и далее не растет. Кроме того, для определения влияния предварительной сильной деформации на изменение деформационных характеристик магния были проведены испытания на сжатие с записью деформационных кривых. Кроме того, исследовалась возможность воздействия на структуру и свойства сильнодеформированного материала при помощи дополнительных рекристаллизационных отжигов. Отжиги проводились при температурах 150-350°C с длительностью от 2 до 200 часов. Однако достигнуть существенного увеличения пластичности материала при испытаниях в свободном состоянии таким способом не удалось. Вероятно, причина состоит в том, что во время осадки в обоймах динамическая рекристаллизация создает структуру, содержащую зерна без дендритной структуры, что улучшает пластичность, а дополнительный отжиг, увеличивая размеры зерна и уменьшая плотность дефектов, не вызывает существенного повышения пластичности.



**Рис.1** Схема процесса осадки магниевого образца в медной обойме. 1 – медная обойма, 2 – магниевый образец. Форма и размеры сборки до осадки (*a*) и после осадки (*б*).



**Рис. 2.** Микроструктура поликристаллического магния, деформированного на 32% в обойме: *а* – оптическая металлография; *б* – светлопольное ПЭМ изображение



**Рис. 3.** Поликристаллический магний, деформированный на 32% и отожженный при  $T = 350^{\circ}$ С в течение  $\tau = 200$  ч: a – оптическая металлография,  $\delta$  – дислокационная структура (светлопольное ПЭМ изображение)

После 4 часов отжига при 350°С можно было наблюдать только изменение размера зерна. Интересным моментом являлось наблюдение длинных прямолинейных дислокационных сегментов после отжигов. Даже при длительных отжигах (более 24 часов при 350°С) эти сегменты начинали довольно быстро деградировать под пучком при наблюдениях в просвечивающем электронном микроскопе. В течение 5 минут они превращались в набор дислокационных петель. Это явление, повидимому, заслуживает отдельного рассмотрения с привлечением методики исследования образца при пониженных температурах.

Работа выполнена при поддержке проекта №10 программы президиума РАН, гранта №4-М УрО РАН и Фонда содействия отечественной науке. Электронномикроскопические исследования выполнены в ЦКП ИФМ УрО РАН.

#### Список литературы

- 1. Карман П., Опыты на всестороннее сжатие. Новые идеи в технике, сб. 1. Образование (1915).
- Кругликов Н.А., Каменецкий Б.И., Волков А.Ю., Ширинкина И.Г., Еремина О.В., Кадочников И.А., Астафьев В.В., Улучшение физико-механических свойств магния при деформации в условиях всестороннего сжатия. // Юбилейная X всероссийская молодежная школа-семинар СПФКС-10. Тезисы докладов. 2009. с.166.

# ТВЕРДОФАЗНОЕ СОЕДИНЕНИЕ НАНОСТРУКТУРНЫХ МАТЕРИАЛОВ ИЗ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ6 В УСЛОВИЯХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ

#### Мухаметрахимов М. Х.

# Учреждение Российской академии наук, Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г. Уфа, Россия msia@mail.ru

Развитие машиностроения и авиационного, в частности, требует создания новых ресурсосберегающих, экологически безопасных технологических процессов, использующих прогрессивные материалы с высокими эксплуатационными свойствами. Повышение прочности твердофазного соединения (ТФС) за счет снижения дефектов остается актуальной задачей.

диффузионная сварка (ДС) Известно [1], что является структурнонеконтролируемым технологическим процессом. Это обстоятельство накладывает существенные ограничения на применение ДС при изготовлении силовых конструкций ответственного назначения. Одной из причин, сдерживающих широкое применение ДС при изготовлении конструкций из титановых сплавов, является трудность получения качественного соединения при малой накопленной деформации свариваемых элементов. Связано это с тем, что в процессе сварки под действием сжимающих усилий, обеспечивающих формирование физического контакта и активацию свариваемых поверхностей, деформируется весь объем соединяемых элементов. Факторами, влияющими на длительность стадии образования физического контакта и, как следствие этого, величины накопленной деформации свариваемых элементов, являются размер зерна и геометрия микровыступов на контактных поверхностях. Появление нанокристаллических (НК) материалов повышает актуальность использования ДС как одной из наиболее приемлемых технологий их обработки для достижения высоких механических свойств изделий, полученных твердофазным соединением.

Материалом для исследования был выбран промышленный двухфазный титановый сплав ВТ6 стандартного химического состава по ГОСТ 19807-91. Исходные заготовки сплава имели микрокристаллическую (МК) структуру со средним размером зерен 3 мкм (рис.1 *a*). В результате всесторонней ковки исходных заготовок в них была сформирована НК структура со средним размером зерен около 0,2 мкм [2] (рис.1  $\delta$ ).



Рис.1. Микроструктура сплава ВТ6 в исходных состояниях: а) МК; б) НК

Соединение заготовок с различными структурными состояниями осуществляли сваркой давлением в состоянии СП на вакуумной установке на базе ИМАШ 20-78 при различных температурах.

Качество соединения оценивали как металлографически по относительной объемной доле пор в поперечном сечении зоны соединения, так и по результатам механических испытаний на растяжение.

Известно, что анизотропия напряжений течения, обусловленная наличием металлографической текстуры [3], является отрицательным фактором при изготовлении и эксплуатации изделий. Прочностные свойства сварного соединения промыш-



**Рис.2.** Микроструктура зоны ТФС микрокристаллического сплава ВТ6 после сварки давлением при температуре 900°С

ленного сплава при температуре 900°С с увеличением степени СП деформации от 5% до 15% возрастают и достигают уровня основного материала [4] (рис.2).

Перевод сплава в НК состояние приводит к уменьшению размера зерен и к увеличению суммарных протяженностей неравновесных границ, что обеспечивает значительной активизацией диффузионных процессов. Это определяет повышенную роль механизма зернограничного проскальзывания в деформации. При сварке давлением в условиях низкотемператур-

ной СП в температурном интервале 800...700°С со степенью деформации в пределах 5% получили качественное ТФС (рис. 3 *а* и б).



**Рис.3.** Микроструктура зоны ТФС наноструктурного сплава ВТ6 после сварки давлением: *a)* при 800°С; *б)* при 700°С

Металлографические исследования полностью согласуются с результатами испытаний на прочность. С уменьшением влияния температурно-временного фактора возможно сохранить не только структуру, но и прочность наноструктурного сплава ВТ6. При этом прочность сварных соединений при степени деформации 5% показала наиболее высокие значения, чем при 15% [4] (рис. 4).

Таким образом, на примере титанового сплава ВТ6 показано, что формирование НК структуры приводит к улучшению свариваемости сплавов давлением, сопровождающемуся повышением качества сварного соединения.

Установлено, что количество пор и их распределение в зоне соединения двухфазного титанового сплава ВТ6 зависит от структурного состояния материала.



**Рис.4.** Механические свойства наноструктурного сплава ВТ6 после сварки давлением при температурах 800°С (*a*) и 700°С (б)

#### Список литературы

- 1. Э.С. Каракозов, Л.М. Орлова, В.В. Пешков, В.И. Григорьевский. Диффузионная сварка титана. М.: Металлургия, 1977.
- Kaibyshev O.A., Salishchev G.A., Galeyev R.M., Lutfullin R.Ya. and Valiakhmetov O.R. // Patent PCT/US97/18642, WO 9817836, 30.04.1998.
- 3. P.G. Partridge, D.S. McDarmaid, A.W. Bowen // Acta Metall. 33, No4, 1985.
- М.Х. Мухаметрахимов, Р.Я. Лутфуллин. Прочность твердофазного соединения наноструктурированного титанового сплава ВТ6 // V международная научная конференция «Прочность и разрушение материалов и конструкций». Материалы конференции. - Т. 1. Оренбург, Россия - 2008.
- 5. M.Kh. Mukhametrakhimov. Solid state joining in nanostructured titanium alloy VT6 // International symposium. Bulk Nanostructured materials: from fundamentals to innovations. State Aviation Technical University. Ufa, Russia 2009.

# ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ СООТНОШЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ ПРИ МАЛЫХ И БОЛЬШИХ ДЕФОРМАЦИЯХ.

#### Ершов В. И.

#### Кубанский государственный аграрный университет

Расчет инженерных конструкций по физически нелинейной схеме обязателен, так как без него невозможно установить действительный коэффициент безопасности по материалу. Решение по нелинейной схеме требует установление связи между тензором напряжений и тензором деформаций для данного конструкционного материала. Наиболее общей является концепция В.В.Новожилова – К.Ф.Черныха. Соотношения Генки–Каудерера, содержащие две нелинейные функции вместо необходимых трех, не могут претендовать на общность, однако для плоского напряженного состояния могут давать вполне приемлемые результаты. Также не носят общего характера соотношения П.А.Лукаша, содержащие одну нелинейную функцию, как и соотношения П.А.Лукаша - В.И. Ершова 1993 года, где число нелинейных функций превосходит их необходимое число. Во всех существующих вариантах определяющих соотношений нелинейной теории упругости хорошие результаты можно ожидать только для таких ситуаций, когда теоретические тензоры, получаемые при решении конкретной задачи, близки к тем экспериментальным сопряженным тензорам, на основании которых получены соответствующие три функции нелинейной механики материалов. Этот недостаток преодолен в соотношениях автора 1994 г.: три нелинейных функции получаются из экспериментов по главным направлениям, переход от которых к произвольным при малых деформациях соответствует классической теории упругости [1], а при больших – осуществляется на основе аппарата аналитической геометрии [2].



На время прохождения Всероссийской конференции «Прочность и живучесть конструкций», которая проводилась Санкт- Петербургским Государственным Университетом совместно с Вологодским политехническим институтом (Вологда, 1993.) в теории В.В. Новожилова-К.Ф. Черныха для окончательной формулировки определяющих соотношений нелинейной теории упругости необходимо было решить следующую задачу: установить по результатам эксперимента связь между инвари-

антами сопряженных тензоров напряжений и деформаций.

С целью окончательного решения этого вопроса целесообразно решить задачу, одобренную профессором П.А. Лукашом, о выделении одной и той же величины как из тензора напряжений, так и из тензора деформаций. Такой подход станет понятным, если принять во внимание, что результатами испытаний по главным направлениям, например, при плоском напряженном состоянии является некоторая поверхность OBDEO (Рис.1). Следы этой поверхности с вертикальными координатными плоскостями являются известные диаграммы напряжений. Некоторая произвольная точка А рассматриваемой поверхности имеет три координаты, являющиеся простыми классическими инвариантами сопряженных тензоров (главными напряжениями  $\sigma_1, \sigma_2$  и одной из главных деформаций  $\varepsilon_1$ ). Главные напряжения позволяют найти в каждой вертикальной координатной плоскости еще две точки, принадлежащие исследуемой поверхности. Соответствующая ордината диаграммы напряжений  $\varepsilon_1^0$  есть опосредованный инвариант как тензора напряжений (может быть найден по величине  $\sigma_1$ ), так и тензора деформаций, т.к. принадлежит поверхности *OBDEO*). Задача состоит в том, чтобы создать аппарат вычисления этого опосредованного инварианта. Для одной точки А рассматриваемой поверхности имеется пять известных по результатам испытаний инвариантов ( $\varepsilon_1, \sigma_1, \sigma_2, \varepsilon_1^o, \varepsilon_2^o$ ). Три известных геометрических инварианта ( $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_1^o$ ,  $\varepsilon_2^o$ ). легко связать между собой с помощью некоторого параметра р так, чтобы эта зависимость не входила бы в противоречие с классическими положения теории упругости. Этот параметр должен занимать позицию коэффициента Пуассона:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_1^{\circ} - p \, \varepsilon_2^{\circ}. \tag{1}$$

$$p = (\varepsilon_1^{\circ} - \varepsilon_1)/\varepsilon_2^{\circ}.$$
<sup>(2)</sup>

Если, например, инвариант  $\sigma_1$  найден, то всегда найдется соответствующая деформация  $\epsilon_1^0$ , которая может в равной мере характеризовать не только найденный инвариант, но и тензор напряжений. Такую деформацию будем называть деформационным инвариантом тензора напряжений:

$$\varepsilon_{\kappa}^{o} = \varepsilon_{\kappa}^{o}(\sigma_{\kappa}) \tag{3}$$

Вводя три нелинейные функции

$$\mu_{32} = \frac{\epsilon_1^0 - \epsilon_1}{\epsilon_2^0 + \epsilon_3^0}; \quad \mu_{31} = \frac{\epsilon_2^0 - \epsilon_2}{\epsilon_3^0 + \epsilon_1^0}; \quad \mu_{12} = \frac{\epsilon_3^0 - \epsilon_3}{\epsilon_1^0 + \epsilon_2^0}.$$

получим соотношения между главными деформациями и главными напряжениями, которые назовем Базовым законом [1] для любых деформаций:

$$\varepsilon_{1} = \frac{\sigma_{1}}{E_{1}} - \mu_{32} \left( \frac{\sigma_{2}}{E_{2}} + \frac{\sigma_{3}}{E_{3}} \right); \ \varepsilon_{2} = \frac{\sigma_{2}}{E_{2}} - \mu_{31} \left( \frac{\sigma_{3}}{E_{3}} + \frac{\sigma_{1}}{E_{1}} \right); \ \varepsilon_{3} = \frac{\sigma_{33}}{E_{3}} - \mu_{12} \left( \frac{\sigma_{11}}{E_{1}} + \frac{\sigma_{2}}{E_{2}} \right), \tag{4}$$

где: Е<sub>к</sub> – секущий модуль диаграммы напряжений

При малых деформациях для произвольных направлений компоненты тензора деформаций по заданным компонентам тензора напряжений определяем, опираясь на гипотезу о коаксиальности рассматриваемых тензоров [1].

При больших деформациях основная сложность состоит в учете влияния угла поворота сечения на связь между напряжениями и деформациями [2]. Предлагаемое решение на основе аналитической геометрии предполагает переход от главных площадок к произвольным на основе Базового закона.

С целью перехода от главных площадок к произвольным рассматривается малый параллелепипед, по граням которого действуют главные напряжения. Гранью этого параллелепипеда является рассматриваемая площадка.

Необходимо отметить, что рекомендация о назначении любых трех направляющих косинусов (М.Я.Выгодский. Справочник по высшей математике. ГИФМЛ. Москва, 1963. С. 197) не всегда справедлива. В нашем случае из шести уравнений одно не будет содержать неизвестных и выключится из системы, оставляя в пяти других уравнениях шесть неизвестных, что заставляет задавать еще один направляющий косинус, решая вопрос об ориентации получаемого параллелепипеда.

Координаты вершин этого параллелепипеда до деформации назначаются, а после деформации они вычисляются при наличии Базового закона. Записывая уравнения граней до и после деформации, определяем углы между соответствующими плоскостями и деформацию сдвига. Линейные деформации определяются традиционно. Напряжения в рассматриваемой произвольной площадке находим в зависимости от направляющих косинусов площадки в деформированном состоянии из уравнений равновесия деформированного тетраэдра в соответствии с принятыми подходами в теории упругости, определяя составляющие полного напряжения, а затем нормальное и касательные напряжения. Применяя многократно этот алгоритм для достаточного множества площадок, устанавливаем численную связь между напряжениями и деформациями для произвольных площадок. В результате получим дополнительные массивы информации, позволяющие искать напряжения по деформациям и деформации по напряжениям путем выборки из массивов необходимых данных в зависимости от заданных исходных условий.

Для построения этих массивов задаем три направляющих косинуса для произвольной площадки и четвертый направляющий косинус одной из оставшихся граней соответствующего параллелепипеда. Из оставшихся пяти уравнений находим оставшиеся пять направляющих косинусов, получая в итоге одну строку в девятимерном массиве направляющих косинусов.

По заданным главным напряжениям и Базовому закону, находим напряжения и деформации в трёх взаимно перпендикулярных (до деформации) площадках деформированного параллелепипеда. Получим одну строку в девятимерном массиве напряжений и одну строку в девятимерном массиве деформаций. Меняя многократно четвертый направляющий косинус в исходных данных и вычисляя оставшиеся пять (при этом мы вращаем параллелепипед относительно нормали к рассматриваемой площадке), получим все строки в массиве напряжений и в массиве деформаций. Эти массивы соответствуют только одному варианту направляющих косинусов для первоначально выбранной площадки. Пусть этому варианту присвоен номер (i). Задача состоит в том, чтобы построить массив направляющих косинусов C(i) и квазимассив  $\sigma\epsilon(i)$  деформаций ( $\epsilon$ ) и напряжений ( $\sigma$ ). Для этого следует менять направляющие косинусы исходной произвольной площадки, охватывая всю область определения искомых функций, и проделать каждый раз все процедуры по изложенному выше поиску элементов массивов. Оба массива описывают напряженнодеформированное состояние только для одной строки ј Базового закона. Меняя j, получим гипермассив  $\sigma\epsilon(i,j)$ . Массив C(i) не претерпевает изменений. Оба массива в сочетании с массивом Базового закона дают физические соотношения нелинейной теории упругости. Зная, например, напряжения в исходной площадке, осуществляем их поиск в массивах  $\sigma\epsilon(i)$ , одновременно определяя деформации и другие интересующие нас факторы НДС. Возможно и необходимо развитие этого направления.

#### Список литературы

- 1. Ершов В.И. Определяющие соотношения нелинейной теории упругости на основе инвариантов тензора напряжений и тензора деформаций. Минск, «Полесье», Гомель-1999, 202 с.
- Ершов В.И. Определение напряжений и больших деформаций с учетом физической нелинейности.//XLVII Международная конференция «Актуальные проблемы прочности», Нижний Новгород, 2008, Часть 2, стр. 328-331

# ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КРИВОЛИНЕЙНЫХ КООРДИНАТ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ В ЗАДАЧАХ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ

#### Ершов В.И.

# Кубанский аграрный государственная университет.

Большое практическое значение имеют задачи Фламана, Буссинеска и близкие к ним. Ссылаясь на двукратное – трехкратное преувеличение прогноза перемещения в задаче Фламана по сравнению с натурными испытаниями крупнейший специалист по механике грунтов М.И. Горбунов – Посадов писал [1]: «Возникает вопрос, нельзя ли решение Фламана, по традиции удерживающееся в теории упругости уже 90 лет, заменить другим, более строгим решением?».

Это и аналогичные расхождения в задачах теории упругости в криволинейных координатах могут быть в связи с тем, что не все члены системы дифференциальных уравнений получены для деформированного состояния или не все члены системы дифференциальных уравнений записаны в однородном базисе.

В существующей системе дифференциальных уравнений для определения перемещений в задаче Фламана в левых частях записаны деформации в переменных Лагранжа. Если предполагать, что в правой части стоят переменные Лагранжа, то это означает, что все точки выделяемой из деформируемого тела зоны при определении константы, входящей в напряжения, не изменили своего положения. Иными словами, выделяется абсолютно жесткая зона из деформируемого тела, но такое предположение недопустимо. В правой части могут стоять только переменные Эйлера. Перевод всех членов всех уравнений системы в переменные Эйлера совершенно необходим. Если этого не сделать, то может сложиться ситуация, когда некоторая переменная заменяется близкой постоянной, что совершенно искажает решение дифференциального уравнения. Поэтому получаемые формулы для перемещений могут не соответствовать опыту.

Хорошие результаты дает решение (рис.1) в однородном базисе Эйлера [3]:



Рис. 1. Перемещения поверхности грунта вне жесткого круглого штампа диаметром 72 см. на пылеватом суглинке при давлении *p* = 8 Па. 1 – экспериментальная кривая осадок поверхности вне штампа; 2 – теоретическая кривая Фламана [4]; А – теоретическая кривая автора 2005 года (1); В – теоретическая кривая автора 2002 года.

Задача Буссинеска, как и задача Фламана, содержащие бесконечность в постановочной части, не могут быть решены исчерпывающим образом в принципе. Предлагается решение системы дифференциальных уравнений задачи Буссинеска в однородном базисе Эйлера в предположении, что бесконечное полупространство заменяется полупространством большого радиуса R = H. Выражения для компонент тензора деформаций в сферических координатах:

$$\varepsilon_{RR} = \frac{\partial u_R}{\partial R}; \quad \varepsilon_{\varphi\varphi\varphi} = \frac{1}{R\sin\theta} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{u_R}{R} + ctg\theta \frac{u_\theta}{R}; \quad \varepsilon_{\theta\theta} = \frac{1}{R} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_R}{R};$$

$$\varepsilon_{R\varphi} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R\sin\theta} \frac{\partial u_R}{\partial \varphi} + \frac{u_\varphi}{R} + \frac{\partial u_\varphi}{\partial R} \right); \quad \varepsilon_{R\theta} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R} \frac{\partial u_R}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{R} + \frac{\partial u_\theta}{\partial R} \right); \quad (2)$$

$$\varepsilon_{\varphi\theta} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \theta} - \frac{u_\varphi}{R} ctg\theta + \frac{1}{R\sin\theta} \frac{\partial u_\theta}{\partial \varphi} \right).$$

Формулы для напряжений, полученные Буссинеском, имеют вид:

$$\sigma r = (P/2\pi R^2)[1 - 2\mu - (4 - 2\mu) \cdot \cos \theta];$$
  

$$\sigma_{\theta} = (1 - 2\mu) (P/2\pi R^2) \cos^2 \theta / (1 + \cos \theta);$$
  

$$\sigma_{\phi} = (1 - 2\mu)(P/2\pi R^2)(\cos \theta - \sin^2 \theta)/(1 + \cos \theta);$$
(3)

235

(1)

$$\sigma_{R\theta} = (1 - 2\mu)(P/2\pi R^2) \sin\theta \cdot \cos\theta / (1 + \cdot \cos\theta);$$
$$\sigma_{R\theta} = 0; \ \sigma_{\theta\theta} = 0.$$

В силу осевой симметрии для перемещений имеем:

$$u_{\varphi} = 0$$
;  $u_{R} = u_{R}(R,\theta)$ ;  $u_{\theta} = u_{\theta}(R,\theta)$ .

Примем связь между производными по криволинейной координате  $S = \theta R$  в переменных Эйлера и в переменных Лагранжа в соответствии с работой [2]:

 $\partial U\theta (S + U\theta)/\partial S = \partial U(S)/\partial S + U\theta/R$ ,  $\partial U_R (S + U\theta)/\partial S = \partial U_R(S)/\partial S + U\theta/R$ ,

Тогда в однородном базисе для переменных Эйлера имеем вместо (2):

$$\varepsilon_{RR} = \frac{\partial u_R}{\partial R}; \ \varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{u_R}{R} + ctg\theta \frac{u_\theta}{R}; \ \varepsilon_{\theta\theta} = \frac{1}{R} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{R} + \frac{u_R}{R}; \ \gamma_{R\theta} = \left(\frac{1}{R} \frac{\partial u_R}{\partial \theta} - 2\frac{u_\theta}{R} + \frac{\partial u_\theta}{\partial R}\right); \ (4)$$

Определяя деформации в соответствии с обобщенным законом Гука и формулами (3), будем иметь после интегрирования первого геометрического уравнения радиальное перемещение:

$$u_{R} = \frac{P}{2E\pi} \left[ 1 - 2\mu - (4 - 2\mu)\cos\theta - \mu(1 - 2\mu)\frac{\cos\theta + \cos^{2}\theta - \sin^{2}\theta}{1 + \cos\theta} \right] \frac{R - H}{RH}$$
(5).

Исключая функцию *u*<sub>R</sub> получим линейное дифференциальное уравнение первого порядка, решение которого для окружного перемещения имеет вид:

$$u_{\theta} = -(1 + \mu) \left( \frac{P}{6\pi ER} \right) \left[ 2(1 - 2\mu) (\cos\theta / (1 + \cos\theta) + 4(1 - \mu)) \right] \sin\theta + + \left[ (1 - \mu^2) \frac{P}{\pi EH} \right] \sin\theta + C_2 e^{\theta} R^2 \sin\theta.$$
(6)

Постоянную  $C_2$  определяем из условия  $u_{\theta}(R = H, \theta = \pi/2) = 0$ :

$$C_2 = -(1-\mu^2)(P/3\pi EH^3)e^{-\pi/2}$$

Для точек горизонтальной поверхности имеем:

$$u_{\theta}(\theta = \pi/2) = (1 - \mu^2) \left( P/\pi E \right) \left[ -2/3R + 1/H - (R^2/3H^3) \right].$$
(7)

В окрестности точки приложения силы результаты по формуле (7) в большей степени соответствуют натурным наблюдениям.

#### Список литературы

- 1. Горбунов Посадов М.И., Маликова Т.А., Соломин В.И. Расчет конструкций на упругом основании. М.: Стройиздат, 1984, 679с.
- 2. Ершов В.И. Определение перемещений в задаче Фламана в соответствии с понятием угловой деформации по Коши. // Изв. Вузов. Сев. Кавк. Регион. Техн. науки. 2002,- №4. С. 111-112.
- 3. Ершов В.И. Формирование и решение системы дифференциальных уравнений в задаче Фламана в однородном базисе. // Межведомственный сборник научно-методических статей «Теоретическая и прикладная механика». Выпуск 20, Минск 2006, С. 131-133.
- 4. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: "Наука", 1979.576 с.

# НАНОСТРУКТУРЫ И ПРОЦЕСС ТЕКУЧЕСТИ СЕТЧАТЫХ ЭПОКСИПОЛИМЕРОВ

#### Амиршихова З. М., Козлов Г. В., Магомедов Г. М.

ГОУ ВПО Дагестанский государственный педагогический университет, г. Махачкала, Россия i dolbin@mail.ru

В настоящее время стало очевидным, что полимерные системы в силу особенностей своего строения всегда являются наноструктурными системами [1]. Однако, трактовка такой структуры может быть различной. Так, авторы [2] использовали для этой цели кластерную модель структуры аморфного состояния полимеров [3], которая предполагает, что указанная структура состоит из областей локального порядка (кластеров), погруженных в рыхлоупакованную матрицу. В этом случае последняя рассматривается как матрица естественного нанокомпозита, а кластеры – как нанонаполнитель. Кластер представляет собой набор нескольких плотноупакованных коллинеарных сегментов разных макромолекул с размерами до нескольких нанометров [3]. Показано, что такие кластеры являются истинными наночастицами – объектами наномира (нанокластерами) [2].

Процесс текучести является важным явлением в механике полимеров, а его основной показатель (предел текучести) с практической точки зрения ограничивает сверху область эксплуатации пластичных полимеров в качестве конструкционных материалов [4]. Цель настоящего сообщения – теоретическое описание предела текучести сетчатых эпоксиполимеров, трактуемых как естественные нанокомпозиты, в рамках кластерной модели [3].

Использованы сшитые эпоксидные полимеры (ЭП) на основе диглицидилового эфира бисфенола А (ЭД-22). В качестве сшивающего агента применяли 3,3'-дихлор-4,4'-диаминодифенилметан (ЭП-1) и изо-метилтетрагидрофталевый ангидрид в присутствии трис-(диметиламинометил)-2,4,5-фенола в качестве катализатора (ЭП-2). Отношение концентрации сшивающего агента к реакционноспособным группам эпоксидного олигомера  $K_{cm}$  варьировалось в пределах 0,50-1,50.

Механические характеристики получены в испытаниях на одноосное сжатие при температуре 293 К и скорости деформации  $5 \times 10^{-3}$  с<sup>-1</sup>.

Исследуемые эпоксиполимеры характеризуются пластичным типом разрушения. При этом на деформационных кривых наблюдаются четко выраженные предел текучести, зуб текучести и плато холодного течения. В настоящее время преобладает точка зрения, предполагающая симбатное изменение модуля упругости E и предела текучести  $\sigma_T$ , что в конечном итоге дает линейную корреляцию  $\sigma_T(E)$  [5]. На рис. 1 и 2 приведены зависимости  $E(K_{cm})$  и  $\sigma_T(K_{cm})$  для исследуемых ЭП, которые имеют принципиально различающийся характер. Так, если для модуля упругости приведенная на рис. 1 зависимость носит экстремальный характер с минимумом при  $K_{cm} = 1,25$  или 1,0, то предел текучести в рассматриваемом интервале  $K_{cm}$  остается практически постоянным. Сравнение графиков рис. 1 и 2 исключает симбатность поведения E и  $\sigma_T$  для исследуемых ЭП.

Для объяснения указанной несимбатности и теоретического описания предела текучести эпоксиполимеров в настоящем сообщении использована кластерная модель структуры аморфного состояния полимеров [3]. В рамках этой модели входящие в нанокластеры сегменты рассматриваются как линейные дефекты структуры (аналог дислокаций в кристаллических решетках), что позволяет использовать для теоретического описания  $\sigma_T$  математический аппарат теории дислокаций. В рамках такого подхода соотношение между  $\sigma_T$  и *E* выражается уравнением [3]:

$$\sigma_T = \frac{\sqrt{3}Eb\sqrt{\rho_{\delta}}}{4\pi(1+\nu)},\tag{1}$$

где b – вектор Бюргерса,  $\rho_{\partial}$  – плотность линейных дефектов,  $\nu$  - коэффициент Пуассона.



для ЭП-1 (1) и ЭП-2 (2).



Рассмотрим методы оценки входящих в уравнение (1) параметров. Величина *b* для полимерных материалов дается следующей формулой [3]:

$$b = \left(\frac{60,2}{C_{\infty}}\right)^{1/2}, \text{ Å},$$
(2)

где  $C_{\infty}$  - характеристическое отношение, которое является показателем гибкости полимерной цепи и определяется следующим образом [3]:

$$C_{\infty} = \frac{2d_f}{d(d-1)(d-d_f)} + \frac{4}{3},$$
(3)

где d – размерность евклидова пространства, в котором рассматривается фрактал (очевидно, в нашем случае d=3),  $d_f$  – фрактальная размерность структуры ЭП, определяемая согласно уравнению [7]:

$$d_f = (d-1)(1+\nu), \qquad (4)$$

где коэффициент Пуассона v оценивается с помощью соотношения [6]:

$$\frac{\sigma_T}{E} = \frac{1 - 2\nu}{6(1 + \nu)} \,. \tag{5}$$

Плотность линейных дефектов  $\rho_d$  определена согласно уравнению [3]:

$$\rho_{\partial} = \frac{\phi_{\kappa n}}{S},\tag{6}$$

где  $\varphi_{\kappa n}$  – относительная доля нанокластеров, *S* – площадь поперечного сечения макромолекулы, равная для исследуемых ЭП ~ 32 Å<sup>2</sup> [4].

Величина  $\phi_{\kappa_{7}}$  рассчитывалась из следующего перколяционного соотношения [3]:

$$\rho_{\kappa \pi} = 0,038 \left( T_c - T \right)^{0.55},\tag{7}$$

где *T<sub>c</sub>* и *T* – температуры стеклования и испытаний, соответственно.

В табл. 1 приведено сравнение полученных экспериментально  $\sigma_T$  и рассчитанных согласно предложенной выше методике  $\sigma_T^T$  значений предела текучести для исследуемых ЭП. Как можно видеть, получено хорошее соответствие теории и эксперимента (среднее расхождение  $\sigma_T$  и  $\sigma_T^T$  составляет 6,6 %, что сравнимо с погрешностью механических испытаний).

Эпоксиполимер	$K_{cm}$	$v_c \times 10^{-26},$ M <sup>-3</sup>	$\phi_{\kappa \imath}$	Е, ГПа	σ <i><sub>T</sub></i> , ΜΠa	$\sigma_T^T$ , M $\Pi$ a
ЭП-1	0,50	2	0,300	4,3	140	148
	0,75	6	0,334	3,9	140	148
	1,0	17	0,611	2,3	142	151
	1,25	12	0,655	2,0	131	140
	1,50	8	0,405	3,0	128	138
ЭП-2	0,50	4	0,351	3,2	120	128
	0,75	10	0,407	2,8	120	129
	1,0	11	0,508	2,5	131	140
	1,25	10	0,409	3,0	129	138
	1,50	8	0,429	2,7	121	128

Таблица	1.	Структурные и механические характеристики	ЭП
---------	----	---	----

Примечание:  $v_c$  – плотность сшивки.

Изложенные выше результаты предполагают, что симбатность параметров  $\sigma_T$  и *E* как функции какого-либо аргумента (температуры, плотности сшивки и т.д.) может быть только частным случаем. Уравнение (1) демонстрирует, что условием реализации указанной симбатности является критерий  $\rho_{\partial}$ =const или, как следует из уравнения (6),  $\phi_{\kappa\pi}$ =const. Иначе говоря, таким условием является неизменность наноструктуры полимера. Отметим, что аморфные полимеры являются термодинамически неравновесными телами, для описания которых согласно принципу Пригожина-Дефая требуется, как минимум, два параметра порядка. Очевидно, что уравнение (1) удовлетворяет этому принципу, тогда как линейная корреляция  $\sigma_T(E)$  – нет. Следовательно, кластерная модель дает корректное описание величины предела текучести.

#### Список литературы

- 1. Иванчев С.С., Озерин А.Н. Высокомолек. соед. Б, 2006, т. 48, № 8, с. 1531-1544.
- 2. Микитаев А.К., Козлов Г.В., Заиков Г.Е. Полимерные нанокомпозиты: многообразие структурных форм и приложений. М., Наука, 2009, 278 с.
- 3. Kozlov G.V., Zaikov G.E. Structure of the Polymer Amorphous State. Utrecht-Boston, Brill Academic Publishers, 2004, 465 p.
- 4. Микитаев А.К., Козлов Г.В. Фрактальная механика полимерных материалов. Нальчик, КБГУ, 2008, 312 с.
- 5. Brown N. Mater. Sci. Engng., 1971, v. 8, № 1, p. 69-73.
- Козлов Г.В., Сандитов Д.С. Ангармонические эффекты и физико-механические свойства полимеров. Новосибирск, Наука, 1994, 261 с.

# ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОПЛАСТИЧНОСТИ И АДГЕЗИОННО-ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫХ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОКРЫТИЙ ДЛЯ РЕЖУЩЕГО ИНСТРУМЕНТА

# Ширманов Н.А.

# Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск, Россия pas-shirmanov@yandex.ru

Современное машиностроительное производство требует внедрения новых технологических процессов механической обработки, что невозможно без широкого использования в промышленности автоматизированного станочного оборудования, высокая производительность которого может быть достигнута только при наличии качественного режущего инструмента (РИ). Наиболее перспективным направлением совершенствования РИ является упрочнение его рабочих поверхностей износостойкими ионно-плазменными покрытиями. Строение и свойства данных покрытий могут значительно отличаться от соответствующих свойств инструментального материала, что позволяет сдерживать процессы трещинообразования, изнашивания и разрушения контактных площадок РИ, а также влиять на характеристики процесса резания в различных условиях металлообработки. Для поработоспособности РИ находят применение наноструктурированные вышения сложные композиционные и многослойные покрытия. Следует отметить, что несмотря на определенные успехи, достигнутые в области разработки таких покрытий, механизм их влияния на изнашивание и разрушение РИ с покрытием до конца не изучен.

Исследование процесса изнашивания РИ с покрытием показало, что причиной разрушения покрытия является образование трещин на контактных площадках инструмента вследствие склонности режущей части РИ к упруго-пластическим деформациям, а также недостаточно высокая трещиностойкость покрытия и прочность его адгезионной связи с инструментальной основой (ИО). Поэтому исследование указанных причин, приводящих к образованию трещин и разрушению покрытия, является актуальной задачей.

Исследованиями, проведёнными в лаборатории покрытий УлГТУ, установлено, что наноструктурированные сложные композиционные и много-слойные покрытия, имеющие в своем составе различные металлические и неметаллические компоненты, в сравнении с простыми (однокомпонентными) покрытиями на основе нитридов тугоплавких металлов, имеют более высокие физико-механические и адгезионно-прочностные свойства. Указанные покрытия обладают более высокими упругими характеристиками и, как следствие, более высоким сопротивлением процессам трещинообразования и пластической деформации РИ с покрытием.

Износостойкие ионно-плазменные покрытия наносили на установке "Булат– 6Т" на твердосплавные пластины группы ВК. Структурные исследования образцов с покрытиями и остаточных макронапряжений в покрытии проводили методами рентгеновской дифрактометрии на установке "ДРОН – 3М" с использованием фильтрованного Си Ка–излучения в режиме пошаговой съёмки. Микротвёрдость покрытий  $H_{\mu}$  измеряли с использованием пирамиды Кнупа на микротвердомере Mitutoyo HM-112. Исследование модуля упругости *E* и упругого восстановления *R* проводили с помощью нанотвердомера Nano-Hardness Tester, CSEM. Прочность сцепления покрытия с инструментальной основой оценивали методом вдавливания алмазного конического индентора с использованием твердомера TK-2M и при царапании на приборе Revetest, CSM Instrument. Площадь отслоения покрытий  $K_0$  и процесс трещинообразования и разрушения покрытий по передней поверхности РИ исследовали на металлографическом микроскопе Carl Zeiss и растровом электронном микроскопе Jeol. Работоспособность РИ с покрытием определяли по интенсивности изнашивания *J* при точении конструкционной малолегированной стали  $30X\GammaCA$ , без СОЖ. Исследовали твердосплавные пластины ВК6М с однослойными и многослойными покрытиями на основе нитридов и карбонитридов Ti, Si, Zr, Cr, Ta и сравнивали с РИ с покрытием TiN.

Проведённые исследования показали, что наличие легирующих элементов в на основе TiN приводит к повышению их физикоизносостойких покрытиях механических свойств. Изменение периода кристаллической решётки и полуширины рентгеновской линии  $\beta_{111}$ , характеризующей уровень дефектности покрытия, свидетельствует о микродеформации кристаллической решётки, вызванной твёрдорастворным упрочнением (введением в решётку TiN атомов легирующих элементов) и упрочнением микроструктурными барьерами, связанной с микрослоистостью покрытий (которая образуется при последовательном прохождении образцов мимо катодов, легированных указанными выше элементами). Очевидно, что наноструктурированные покрытия сложного состава (легированные двумя и, тем более, тремя металлами и углеродом) имеют более высокие физико-механические свойства, о чём и свидетельствует величина микротвёрдости Н<sub>µ</sub> и остаточных макронапряжений  $\sigma_0$ , которые формируют как упругопластические характеристики покрытий (*E* и *R*), так и адгезионно-прочностные свойства композиции "покрытие – ИО" (ярко проявляющие себя при индентировании и царапании покрытий). Следует отметить, что наличие слоёв в покрытии существенным образом влияет на величину остаточных макронапряже-ний  $\sigma_0$ , и как следствие на адгезионно-прочностные свойства композиции "покрытие – ИО", повышая её трещиностойкость. Все указанные изменения механических и адгезионно-прочностных свойств покрытий свидетельствуют о получении высокопрочных покрытий, способных существенным образом замед-лить процесс трещинообразования и разрушения РИ с покрытием, что наглядно демонстрируют фото контактных площадок и изломов РИ с покрытием, полученные на микроскопах. Данные изменения не могут не сказаться положительно на работоспособности РИ при резании конструкционной малолегированной стали, и позволяет снизить интенсивность изнашивания в 1,8-3,5 раза по сравнению с РИ с покрытием TiN.

Таким образом, использование подобных наноструктурированных покрытий (сложного состава и многослойных покрытий) на основе нитридов и карбонитридов Ti, Si, Zr, Cr и Ta оказывает существенное влияние на контактные процессы в зоне резания, а также на процессы трещинообразования и разрушения покрытий, что позволяет существенно повысить как работоспособность РИ с износостойкими покрытиями, так и производительность механической обработки различных обрабатываемых материалов.

# ВЛИЯНИЕ МЕЖЗЕРЕННЫХ ГРАНИЦ НА НЕУСТОЙЧИВУЮ ПЛАСТИЧЕСКУЮ ДЕФОРМАЦИЮ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАНО-И МИКРОИНДЕНТИРОВАНИИ В СПЛАВЕ AI-2,7%Mg

#### Иволгин В. И., Тюрин А. И., Бойцов Э. А., Близнецов С. М.

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина 392622, Интернациональная, 33, г. Тамбов, Россия ivolgintsu@mail.ru

Известно, что близость границ зерен (ГЗ) может оказывать существенное влияние на процессы пластической деформации, происходящие при формировании отпечатка на поверхности образца. Это может приводить к зависимости таких параметров как микротвердость, критическое усилие начала пластического течения и т.п., от расстояния до ГЗ, причем, эти зависимости могут иметь сложный немонотонный характер.

Известно также, что неустойчивая пластическая деформация, возникающая в условиях непрерывного динамического индентировании Al–Mg сплава, проявляется на фазе линейного роста силы нагружения в виде релаксационных колебаний скорости внедрения индентора. Непосредственной причиной ее возникновения являются повторяющиеся стадии упрочнения и разупрочнения, которые в свою очередь отражают сложные процессы самоорганизации ансамблей различных дефектов при формировании отпечатка. Естественно предположить, что ГЗ, являющиеся барьером для движения дислокаций и других дефектов, а в некоторых случаях и их источником, могут определенным образом повлиять на ее параметры.

К настоящему времени установлены достаточно простые эмпирические зависимости периода релаксационных колебаний от средней скорости относительной деформации, глубины отпечатка и т. п., которые в общем виде достаточно просто объясняются в рамках теории деформационного старения сплавов. Но по ряду причин требуется более тщательное обоснование деталей этого механизма. И в этом случае важным может оказаться выяснение влияния ГЗ на параметры неустойчивой пластической деформации.

С этой целью использовалась разработанная ранее методика, в которой процесс неустойчивой пластической деформации при индентирования исследовался в окрестности ГЗ, с помощью нанесения серии пробных отпечатков при  $P_{\rm max} = 50$  мH с интервалом между отпечатками - 10 мкм. Они наносились индентором Берковича в виде строки отпечатков, пересекающей ГЗ под небольшим углом. Длительность линейной фазы нагружения пробных отпечатков, для получения нескольких десятков скачков, была выбрана достаточно большой - 100 с. В качестве критерия изменения характера неустойчивой пластической деформации использовалась зависимость периода скачков от времени нагружения, достаточно хорошо описываемая линейной функцией.

Результаты проведенных исследований показали наличие существенного влияния ГЗ на параметры неустойчивой пластической деформации (вплоть до кратковременного ее исчезновения в областях тройных стыков) при индентировании Al– Mg сплава.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (07-02-00906).

# УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКИЙ ПЕРЕХОД ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ НАНОКОНТАКТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

#### Головин Ю. И., Тюрин А. И., Шиндяпин В. В.

# Россия, Наноцентр Тамбовского государственного университета имени Г.Р.Державина, golovin@tsu.tmb.ru

Деформация в микро- и наноконтактах широко распространена в природе и технике. Её можно наблюдать при сухом трении микрошероховатых тел, абразивном и эрозионном износе, в скользящих электрических контактах, при шлифовке, тонком помоле в различных мельницах и в других естественных и техногенных процессах [1-3].

Поведение динамических микро-/нано контактов во многом зависит от типа деформация происходящей при этом: чисто упругая или упруго-пластическая. Критические нагрузки и напряжения упруго-пластического перехода определяются атомными механизмами зарождения и движения структурных дефектов в материале, а также зависят от размеров контактной области и скорости деформирования [4].

В исследованы размерно-скоростные зависимости работе **УПРУГО**пластического перехода в кристаллических и аморфных материалах, нагружаемых локально индентором Берковича с регулируемой линейной скоростью v от 2 до 40 см/с. При этом с высоким разрешением во времени (до 0,3 мкс) и пространстве (до 1 нм) контролировали нормальное перемещение h(t) индентора и силу P(t) сопротивления внедрения индентора. Локальное нагружение пирамидальными инденторами характеризуется ростом характерных размеров *R* области сильной деформации и одновременным падением ее относительной скорости  $\dot{\varepsilon}$ . Поэтому на начальной стадии нагружения, когда h = 10...100 нм даже при  $v \sim 1$  см/с  $\epsilon$  может составлять  $10^{6}...10^{7}$  с<sup>-1</sup>, что сопоставимо со скоростью деформирования при взрыве военной ракеты на поверхности образца.

По условиям опыта v задавалась начальной высотой индентора над поверхностью образца и работой электромагнитного привода, ускоряющего шток с индентором перед его столкновением с образцом.

Ввиду потносительно большой массы подвижных частей наноиндентометра ( $m \approx 100$  г) и значительной накопленной энергии (~ мДж) реализовывался «жесткий» режим нагружения. Установленный под образцом пьезодатчик, синхронно с перемещением индентора регистрировал зависимость P(t).

Полученные результаты свидетельствуют, что пластическая деформация (отклонение от закона Герца  $P = \frac{4}{3} E_r R^{1/2} h_e^{3/2}$ , где  $E_r$  – приведенный модуль Юнга,  $R \approx$ 

150 нм радиус притупления индентора, использовавшегося в эксперименте) наступает тем позже, чем выше v, что может свидетельствовать о термоактивационном характере пластического течения. Из зависимости критической нагрузки  $P_c$  от  $\dot{\varepsilon}$  был подсчитан активационный объем  $\gamma$ . Величина  $\gamma$  оказалась порядка атомного объема, поэтому лимитирующей стадией начальной пластичности являются процессы зарождения и перемещения точечных дефектов.

Таким образом в работе представлена новая методика импульсного наноиндентирования и результаты ее применения к выявлению механизмов пластической деформации в динамических наноконтактах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00906).

- 1. Головин Ю.И. Введение в нанотехнику. М.: Машиностроение. 2008. 496 с.
- 2. Springer Handbook of Nanotechnology (Ed. B. Bhushan). Springer. New York. 2008. 1916 p.

- 3. Nanotribology and Nanomechanics. An Introduction (Ed. B. Bhushan). 2-nd Edition. Springer-Verlag. Berlin-Heidelberg. 2008. 1516 p.
- 4. Головин Ю.И. Наноиндентирование и его возможности. М. Машиностроение. 2009. 324с.

# АККОМОДАЦИЯ ЗЕРНОГРАНИЧНОГО СКОЛЬЖЕНИЯ ПОСРЕДСТВОМ МИГРАЦИИ ГРАНИЦ ЗЕРЕН В ДЕФОРМИРУЕМЫХ НАНОМАТЕРИАЛАХ

#### Бобылев С. В., Морозов Н. Ф., Овидько И. А.

Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия E-mail: <u>bobylev.s@gmail.com</u>

Уникальные механические свойства (сверхпрочность, сверхтвердость и др.) нанокристаллических металлов и керамик связывают с особенностями их наноструктуры, задающих действие специфических микромеханизмов пластической деформации [1,2]. Одним из таких микромеханизмов является зернограничное скольжение (ЗГС), которое, в частности, доминирует при сверхпластической деформации нанокристаллических материалов (наноматериалов) [1,2]. ЗГС представляет собой пластические сдвиги, которые локализованы в границах зерен (ГЗ) и создают дефекты – источники внутренних напряжений – в тройных стыках ГЗ [1,3,4]. Такие дефекты способны инициировать зарождение нанотрещин [1,3,4] и последующее хрупкое разрушение наноматериала [4]. В случае же эффективной аккомодации ЗГС созданные им дефекты трансформируются и перестают быть опасными источниками напряжений, что повышает пластичность наноматериала. Это обусловливает большой интерес к выявлению природы аккомодации ЗГС в наноматериалах с учетом особенностей их наноструктуры [1,2,5]. К числу механизмов аккомодации ЗГС в наноматериалах относят эмиссию решеточных дислокаций из тройных стыков ГЗ [1,5], диффузию [6] и ротационную деформацию [7]. В настоящей работе предлагается и теоретически исследуется новый механизм аккомодации ЗГС в наноматериалах, а именно стимулированная напряжением миграция ГЗ. При этом ЗГС и миграция ГЗ реализуются совместно, обеспечивая эффективную взаимную аккомодацию.



**Рис. 1.** Модель механизма зернограничного проскальзывания и миграции границы зерна. (*a*) Исходное состояние. (*b*) Зернограничное проскальзывание приводит к генерации диполя клиновых дисклинаций *AC* мощностью  $\pm \omega$ . (*c*) Миграция границы зерна *AB* в новое положение *DE* приводит к формированию второго дисклинационного диполя *BE* и одновременно к уменьшению плеча первого диполя (*DC*). (*d*) Финальное состояние, в котором верхний диполь исчезает в результате уменьшения его плеча до нуля и взаимной аннигиляции дисклинаций.

В рамках предлагаемой модели ЗГС и миграция ГЗ в деформируемом наноматериале реализуются как единый двухстадийный процесс (рис. 1). Под действием приложенного сдвигового напряжения  $\tau$  на первой стадии происходит ЗГС (рис. 1b). Согласно теории [3,4], ЗГС приводит к формированию диполя клиновых дисклинаций AC с плечом равным расстоянию х проскальзывания (сдвига) зерен относительно друг друга. Мощность  $\omega$  дисклинаций диполя равна по модулю углу разориентировки границы АВ. Такой диполь дисклинаций может инициировать зарождение трещины, т.е. служить наноскопическим очагом разрушения [3,4]. На второй стадии (рис. 1с) рассматриваемого процесса осуществляется стимулируемая напряжением миграция вертикальной  $\Gamma$ 3 на расстояние у из исходного положения *AB* в новое положение DE. Такая миграция, согласно теории [8,9], приводит к формированию второго диполя дисклинаций *BE* (имеющего такую же мощность  $\omega$ , как и первый) и, одновременно, к уменьшению плеча первого диполя DC. Отметим, что рассматриваемый процесс (рис. 1) разделен на две стадии для наглядности; в реальности, в общем случае, ЗГС и миграция ГЗ происходят одновременно. В частном случае в результате рассматриваемого процесса может образоваться конфигурация (рис. 1d), в которой верхний диполь исчезает.

Расчет энергетических характеристик системы дефектов на рис. 1с показал, что процесс совместной реализации ЗГС и миграции ГЗ энергетически предпочтительнее «чистого» ЗГС (рис. 1*b*).



**Рис. 2.** Зависимости усредненной локальной пластической деформации в случае совместного действия ЗГС и миграции ГЗ (сплошные линии) и только действия ЗГС (пунктирные линии) от (*a*) приложенного напряжения  $\tau$  при  $\omega = 0.3$ ; (*b*) от мощности дисклинационных диполей  $\omega$  при  $\tau = 0.05D$ 

С механизмами ЗГС и миграции ГЗ связана локальная пластическая деформация  $\varepsilon^* = \varepsilon_{gbs} + \varepsilon_{mig}$ , где  $\varepsilon_{gbs}$  – деформация ЗГС,  $\varepsilon_{mig}$  – деформация, задаваемая миграцией ГЗ. Усредняя локальную деформацию по всем возможным ориентациям фрагмента зеренной структуры, показанного на рис. 1, относительно приложенного сдвигового напряжения т, мы рассчитали зависимости усредненной пластической деформации  $< \varepsilon^* >$  от приложенного напряжения  $\tau$  (рис. 2*a*) и от мощности диполей ω (рис. 2b). В предположении, что зернограничные процессы деформации (ЗГС и миграция ГЗ) доминируют и протекают однородно в наноматериале, кривые на рис. 2 свидетельствуют о значительном росте пластичности наноматериала при совместном действии ЗГС и миграции ГЗ по сравнению со случаем только ЗГС при любых значениях ω. Сам прирост деформации существенным образом зависит от ω (т.е. разориентировки мигрирующей границы), что легко видеть из рис. 2b, где  $< \varepsilon^* >$ больше  $< \varepsilon_{ghs} >$  на величину от 25% до 200% при изменении  $\omega$  в диапазоне 0.2–0.8. При этом прочность материала не снижается, так как дисклинационные диполи в конфигурациях на рис. 1с, d, реализующихся при совместном действии ЗГС и миграции ГЗ, не больше, чем в случае «чистого» ЗГС (рис. 1b). Т.е. в качестве потенциальных центров трещинообразования они в худшем случае эквивалентны, а в лучшем –

менее опасны. Результаты нашей модели согласуются с экспериментальными данными о наблюдении стимулированной напряжением миграции ГЗ в деформируемых наноматериалах (см. обзор [10]). Отметим также, что ЗГС является доминирующим механизмом сверхпластической деформации в наноматериалах [1,2,6] и микрокристаллических материалах [11], а также вносит значимый вклад в пластическую деформацию наноматериалов со сверхмалыми размерами зерен d < 10-30 нм [1,2,12]. Во всех этих случаях, согласно результатам нашей модели, миграция ГЗ способна аккомодировать ЗГС, что подавляет зарождение нанотрещин и повышает пластичность наноматериала. В крупнозернистых поликристаллах ЗГС обычно не реализуется, и наша модель неприменима.

#### Список литературы

- 1. Koch C.C., Ovid'ko I.A., Seal S., Veprek S. Structural Nanocrystalline Materials: Fundamentals and Applications. Cambridge: Cambridge University Press, 2007.
- 2. Андриевский Р.А., Глезер А.М. // УФН. 2009. V. 179. P. 337.
- 3. Ovid'ko I.A., Sheinerman A.G. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. № 5. P. 054109.
- Morozov N.F., Ovid'ko I.A., Petrov Yu.V., Sheinerman A.G. // Rev. Adv. Mater. Sci. 2009. V. 19. № 1/2. P. 63–72.
- 5. Mukherjee A.K. // Mater. Sci. Eng. A. 2002. V. 322. P. 1-22.
- 6. Ovid'ko I.A., Sheinerman A.G. // Acta Mater. 2009. V. 57. № 7. P. 2217–2228.
- 7. Bobylev S.V., Mukherjee A.K., Ovid'ko I.A. // Rev. Adv. Mater. Sci. 2009. V. 19. P. 103–113.
- 8. Gutkin M.Yu., Ovid'ko I.A. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. P. 251916.
- 9. Морозов Н.Ф., Овидько И.А., Шейнерман А.Г. // Доклады Академии наук. Т. 419, N 2 (2008) С. 184-188.
- 10. Dao M., Lu L., Asaro R.J., De Hosson J.Th.M., Ma E. // Acta Mater. 2007. V. 55. № 12. P. 4041–4065.
- 11. Langdon T.G. // J. Mater. Sci. 2006. V. 41. P. 597-609.
- 12. Pande C.S., Cooper K.P. // Progr. Mater. Sci. 2009. V. 54. № 6. P. 689-706.

# ЗАРОЖДЕНИЕ НАНОСКОПИЧЕСКИХ ЗЕРЕН ВБЛИЗИ ВЕРШИН ТРЕЩИН В ДЕФОРМИРУЕМЫХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Овидько И. А., Скиба Н. В., Mukherjee А. К.

Институт проблем машиноведения Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия ovidko@def.ipme.ru; skiba\_n@mail.ru

Нанокристаллические материалы (НКМ), как правило, наряду с высокими показателями прочности и твердости, проявляют низкую пластичность и трещиностойкость при комнатной температуре [1,2]. Хрупкость наноматериалов обусловлена подавлением (обычного для поликристаллов) скольжения решеточных дислокаций [1,2] и тем, что значительную долю объема наноматериалов занимают межзеренные границы и их тройные стыки. Как следствие в нанокристаллических материалах действуют альтернативные микромеханизмы пластической деформации, которые не дают заметного вклада в пластическую деформацию в поликристаллических материалах. Эти микромеханизмы включают зернограничное проскальзывание, диффузионную ползучесть по границам зерен (ГЗ) и их тройным стыкам, повороты зерен, деформацию двойникованием [1-5]. Недавно, в ходе экспериментальных исследований был выявлен новый деформационный механизм – миграция границ зерен (ГЗ) под действием внешнего напряжения [6,7]. В теоретических работах [8,9] действие этого механизма связано с зарождением и трансформацией различных дисклинационных структур. Существующие экспериментальные [6,7] и теоретические работы [8,9] рассматривают миграцию ранее образованных ГЗ, что приводит к росту зерен в деформируемых НКМ. В тоже время, миграция ГЗ может приводить к зарождению новых нанозерен и способствовать измельчению структуры в деформируемых крупнозернистых поликристаллах [10] и НКМ [11]. Целью этой работы является теоретический анализ зарождения наноскопических зерен вблизи вершины трещины и влияния этого механизма на трещиностойкость НКМ.

Рассмотрим двумерную модель НКМ со средним размером зерна d, находящегося под действием внешней одноосной растягивающей нагрузки  $\sigma_0$  (Рис. 1). В рамках модели наноматериал представляет собой упругоизотропное бесконечное тело с модулем сдвига G и коэффициентом Пуассона v, в котором имеется плоская трещина длиной l, рост которой под действием внешней растягивающей нагрузки является опасным для целостности нанокристаллического образца. Для простоты положим, что трещина ориентирована перпендикулярно направлению действию внешней нагрузки  $\sigma_0$ , то есть является трещиной нормального отрыва (Рис. 1). Такая геометрия трещины наиболее опасна для целостности деформируемого образца.

Пусть  $\sigma_{ij}^c$  представляет собой поле напряжений, создаваемое в материале с трещиной внешней нагрузкой  $\sigma_0$ . Под действием сдвиговой компоненты напряжения  $\sigma_{xy}^c$  происходит зарождение квадруполя *ABCD* клиновых дисклинаций (с мощностью  $\omega$  и плечами *s* и *p*) вблизи вершины трещины (Рис. 1). Образование такого дисклинационного квадруполя приводит к возникновению в материале трех новых границ: *AB*, *CD* и *BD* (Рис. 1) и, как следствие, нового зерна *ABCD*. Рассмотрим условия зарождения такого квадруполя и его влияние на рост трещины.



**Рис. 1.** Образование дисклинационного квадруполя вблизи вершины трещины в деформируемом НКМ.

Рассмотрим процесс образования квадруполя дисклинаций вблизи вершины трещины. Зарождение такого дисклинационного квадруполя в наноматериале (исходно содержащим только трещину) характеризуется разностью энергий  $\Delta W$  (на единицу длины дисклинации) и энергетически выгодно при выполнении условия  $\Delta W < 0$ :

$$\Delta W = E^q + E^{q-\sigma} + E_{gb} \,, \tag{1}$$

где  $E^q$  – собственная энергия дисклинационного квадруполя,  $E^{q-\sigma}$  – энергия его взаимодействия с полем напряжений  $\sigma_{ij}^c$ , созданным в теле с трещиной внешней нагрузкой  $\sigma_0$ ,  $E_{gb}$  – суммарная энергия границ зерен *AB*, *CD* и *BD*. Предварительные расчеты (здесь не приводятся, см. [12]) показали, что зарождение дисклинационного квадруполя (нанозерна *ABCD*) энергетически выгодно в широком диапазоне параметров системы.

Рассмотрим влияние зарождения нового наноскопического зерна на рост трещины. Рассчитаем критическую длину  $l_c$  внутризеренной трещины, развивающейся под действием внешнего напряжения  $\sigma_0$  и поля напряжений дисклинационного квадруполя *ABCD*, изображенного на Рис. 1. Для расчета воспользуемся силовым критерием (например, [13])

$$K_I(l=l_c) = K_{IC}, (5)$$

где *K*<sub>1</sub> – коэффициент интенсивности напряжений, рассчитывающийся по формуле [9]

$$K_{I}(l) = \sqrt{\frac{2}{\pi - l}} \int_{0}^{l} \sigma_{yy}(x, y = 0) \sqrt{\frac{x}{l - x}} dx,$$
(6)

 $\sigma_{yy}$  – компонента тензора напряжений, создаваемых внешней нагрузкой и дисклинационным квадруполем в отсутствие трещины, а  $K_{IC}$  – критическое значение коэффициента интенсивности напряжений. Для случая трещины нормального отрыва в изотропной среде имеем:

$$K_{IC} = \sqrt{\frac{4\gamma \ G}{1 - \nu}},\tag{7}$$

где ү – удельная энергия поверхности берегов трещины.

Для оценки влияния нового нанозерна *ABCD* на трещиностойкость HKM, сравним критическую длину трещины  $l'_c$ , раскрывающейся под действием только внешнего растягивающего напряжения  $\sigma_0$ , с критической длиной  $l_c$  трещины, рассчитанной с учетом напряжений дисклинационного диполя. Построим зависимости  $l_c / l'_c$  от мощности  $\omega$  дисклинационного квадруполя, которая варьируется в интервале  $\omega_{c1} \le \omega \le \omega_{c2}$  (мощности, при которых зарождение дисклинационного квадруполя энергетически выгодно), для различных значений плеча *s* дисклинационного квадруполя. При этом каждому значению *s* и  $\omega$  соответствует некоторое равновесное значение  $p_{eq}$  плеча *p* дисклинационного квадруполя. Зависимости  $l_c / l'_c(\omega)$  приведены на Рис. 2 на примере нанокристаллической керамики  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Видно, что криполей и уменьшением плеча *s* дисклинационного квадруполя, что соответствует улучшению трещиностойкости нанокристаллической керамики  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.



Рис. 2. Зависимости отношения  $l_c / l'_c$  критических длин  $l_c$  и  $l'_c$  трещины при наличии и отсутствии дисклинационного квадруполя соответственно от мощности  $\omega$  дисклинаций для s = 10, 20 и 30 nm (кривые 1, 2 и 3 соответственно).

Таким образом, образование наноскопических зерен вблизи вершины трещины в деформируемых наноматериалах, приводит к частичной релаксации высоких упругих напряжений, действующих у вершин трещин. Как следствие, этот процесс может служить механизмом повышения трещиностойкости хрупких НКМ.

#### Список литературы

- 1. K.S. Kumar, S. Suresh, H. Swygenhoven, Acta Mater. 51 (2003) 5743.
- 2. D. Wolf, V. Yamakov, S.R. Phillpot, A.K. Mukherjee, H. Gleiter, Acta Mater. 53 (2005) 1.
- 3. M. Dao, L. Lu, R.J. Asaro, J.Th.M. De Hosson, E. Ma, Acta Mater. 55 (2007) 4041.
- 4. C.C. Koch, I.A. Ovid'ko, S. Seal, S. Veprek, Structural Nanocrystalline Materials: Fundamentals and Applications. Cambridge University Press, Cambridge (2007).
- 5. E.C. Aifantis, Mater. Sci. Eng. A 503 (2009) 190.
- 6. M. Jin, A.M. Minor, E.A. Stach, J.W. Morris Jr., Acta Mater. 52 (2004) 5381.
- 7. D.S. Gianola, D.H. Warner, J.F. Molinari, K.J. Hemker, Scripta Mater. 55 (2006) 649.
- 8. M. Legros, D.S. Gianola, K.J. Hemker, Acta Mater. 56 (2008) 3380.
- 9. M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko, Appl. Phys. Lett. 87 (2005) 251916.
- 10. F. Sansoz, V. Dupont, Acta Mater. 56 (2008) 6013.
- 11. A. Latapie, D. Farkas, Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. 11 (2003) 745.
- 12. I.A. Ovid'ko, N.V. Skiba, A.K. Mukherjee, Scripta Mater. 62 (2010) 387.
- 13. Mechanics of Fracture and Strength of Materials, Vol. 1, edited by V.V. Panasyuk, Naukova Dumka, Kiev, 1988 (in Russian).

# ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ АМОРФНЫХ И АМОРФНОНАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Al-Ni-Fe-La

#### Бахтеева Н. Д., Тодорова Е. В.

Учреждение Российской Академии наук Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова, Москва, РФ, <u>nbach@imet.ac.ru</u>

Одной из ключевых задач исследования аморфных сплавов является изучение их термической и временной стабильности. Структурная нестабильность аморфных сплавов обусловлена, прежде всего, неравновесностью полученного при быстрой закалке структурного состояния и, как следствие, развитием релаксационных процессов и кристаллизации, что отрицательно влияет на ряд их механических характеристик (прочность, пластичность и коррозионную стойкость и т.д.). Для использования аморфных сплавов на практике необходимо знать условия и механизмы стабилизации их структуры.



**Рис. 1.** Термограммы сплава  $Al_{85}Ni_7Fe_4La_4$ : *а* – аморфное состояние, *б* – после сдвига под давлением 4 ГПа при температуре 200°С,  $\phi = 360^{\circ}x3$ .

Сплавы на основе алюминия, легированные никелем, железом и лантаном, в виде лент толщиной 15–25 мкм получены быстрой закалкой из жидкого состояния со скоростью  $10^6$  град/сек. После стеклования часть лент (для сплавов Al<sub>85</sub>Ni<sub>9</sub>Fe<sub>2</sub>La<sub>4</sub> и Al<sub>85</sub>Ni<sub>7</sub>Fe<sub>4</sub>La<sub>4</sub>) подвергали интенсивной пластической деформации (ИПД) сдвигом под давлением 4 ГПа при комнатной и повышенной (200°С) температурах. Угол закручивания  $\phi$ , определяющий степень деформации образцов, изменяли от 45° до 360°х6. Термическую стабильность сплавов оценивали методом дифференциальной сканирующей калориметрии на микрокалориметре SETARAM DSC 111 со скоростью нагрева 20 град/мин.

Установлено, что при непрерывном нагреве в калориметре процесс кристаллизации аморфных сплавов протекает в две стадии. На полученных калориметрических кривых наблюдали два пика, свидетельствующих об экзотермических фазовых превращениях при нагреве (рис. 1а). Пики ассиметричны, что свидетельствует о многофазности развивающихся процессов. Для сплава  $Al_{85}Ni_7Fe_4La_4$  температуры первого и второго пика составляют соответственно 285 и 373°C. Для сплава  $Al_{85}Ni_9Fe_2La_4$  с меньшим содержанием железа температуры первого и второго пиков понижаются и составляют 257 и 330°C.

На основании рентгеноструктурного и электронно-микроскопического анализов установлено, что на первой стадии кристаллизации происходит образование нанокристаллов интерметаллидов на основе Al–Ni, Al–La, Al–Fe и твердого раствора алюминия. Вторая стадия кристаллизации также является многофазной с выделением нанокристаллического алюминия и большой объемной доли наноразмерных интерметаллидов различных типов [1].

ИПД сдвигом под давлением с переменными параметрами (давление 4 ГПа, температура 20 и 200°С, φ от 45° до 360°х6) также вызывает развитие частичной нанокристаллизации в аморфных сплавах. При малых степенях деформации высокая степень пересыщения по легирующим элементам приводит к первичному выделению интерметаллидов. По мере увеличения степени деформации соответствующей углам закручивания φ≥360° дополнительно выделяется кристаллический алюминий.

При непрерывном нагреве сплавов в калориметре после ИПД наблюдали одностадийную кристаллизацию при более высокой температуре (рис. 16). Аналогичные термограммы получены и для второго сплава. После ИПД отмечали повышение термической устойчивости структуры. Так, например, температура начала кристаллизации для единичного пика на рис. 16 составляет 348°С. Релаксированная и частично закристаллизованная структура, обладающая пониженной подвижностью атомов, является более устойчивой к воздействию температуры.

Таким образом, аморфный сплав с большим содержанием железа обладает повышенной термической стабильностью. ИПД повышает температуру кристаллизации сплавов, что определяет искусственное повышение стабильности сплавов по сравнению с исходной аморфной структурой за счет реализации первичной кристаллизации в процессе деформирования.

#### Список литературы

1. Бахтеева Н.Д. Нанокристаллизация аморфных сплавов на основе алюминия системы Al-Ni-Fe-La. Российские нанотехнологии 2010. №1– 2. Т.5, с.25-35.
# НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МАЛОАКТИВИРУЕМОЙ СТАЛИ ЭК-181 ЭЛЕКТРОННЫМИ И ИОННЫМИ ПУЧКАМИ

Мельникова Е. А.<sup>1</sup>, Шугуров А. Р.<sup>1</sup>, Сергеев В. П.<sup>1</sup>, Коваль Н. Н.<sup>2</sup>, Тересов А. Д<sup>2</sup>., Москвин П. В.<sup>2</sup>, Леонтьева-Смирнова М. В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021, Томск, Россия <sup>2</sup>Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055, Томск, Россия <sup>3</sup>ОАО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов им. А.А. Бочвара», 123060, Москва, Россия mea@ispms.tsc.ru

#### Введение

Воздействие на металлы и сплавы низкоэнергетическими электронными и ионными пучками по сравнению с традиционными термическими и термомеханическими обработками относится к числу эффективных методов получения материалов с уникальными физическими и механическими характеристиками. Облучение конструкционных материалов концентрированными потоками частиц не только приводит к формированию аморфных, нано- и субмикрокристаллических структур, но и способно инициировать фазовые превращения и перераспределение легирующих элементов в поверхностных слоях. Подобное структурно-фазовое изменение обусловливает повышение твердости, износо- и коррозионной стойкости др. В настоящей работе исследуется влияние облучения электронными и ионными пучками на структуру и механические характеристики поверхностных слоев жаропрочной малоактивируемой стали ЭК-181.

## Материал и методика эксперимента

В работе исследовали образцы малоактивируемой ферритно-мартенситной 12%-ой хромистой стали ЭК-181 (Fe–12Cr–2W–V–Ta–B–C), подвергнутой закалке (от 1080 °C с выдержкой в течение 1 часа) и старению (при 720 °C в течение 3 часов с охлаждением на воздухе). Перед наноструктурированием образы подвергали механической шлифовке и полировке. Электронно-лучевую обработку осуществляли на ускорителе с плазменным источником электронов на основе дугового разряда низкого давления с холодным катодом. Ионно-лучевую обработку выполняли с помощью вакумно-дугового импульсного ионного источника. Режимы электронно- и ионно-пучковых обработок представлены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1. Режимы обработк	и стали
ЭК-181 электронными пучкам	и

		1		
Режим об-	E <sub>s</sub> ,	τ, 10 <sup>-6</sup> ,	τ <sub>пp</sub> ,	Ν
работки	Дж/см <sup>2</sup>	c	c	
1 режим	12	50		1
2 режим	20	50		1
3 режим	30	50		1
4 режим	12	30	3	3
5 режим	15	30	3	3
6 режим	15	20	3	3

Таблица 2. Режимы обработки стали ЭК-181 ионными пучками

Состав пучка	А,	Us,	τ,
	кВ	В	мин
Zr	100	-900	2
12X18H10T	100	-900	2

Обозначение: А – амплитуда тока ионного пучка, Us – напряжение смещения, т - длительность воздействия импульса

Обозначение:  $E_s$  – плотность энергии пучка электронов,  $\tau$  – длительность воздействия импульса,  $\tau_{np}$  – временной промежуток между импульсами, N – количество импульсов облучения.

Измерение нанотвердости выполняли на нанотвердомере Nano Test. Нагрузка на индентор составляла 50 мН, глубина проникновения не превышала 200 нм. Изменение рельефа поверхности после пучковых обработок исследовали на атомносиловых микроскопах PACM-5 и Solver HV. Для анализа термической стабильности модифицированных поверхностных слоев стали ЭК-181 образцы отжигали в вакууме (10<sup>-4</sup> Па) при 700 °C в течение 5 часов.

#### Результаты эксперимента и обсуждение

### Электронно-пучковая обработка

Варьирование плотности энергии электронного пучка позволяет в широких пределах изменять размер зерна и твердость поверхностного слоя образцов стали ЭК-181 (табл. 3). Так, при плотности энергии пучка 12 Дж/см<sup>2</sup> (1 режим) не наблюдается заметного изменения морфологии поверхности исследуемых образцов (рис. 1,*a*). Увеличение плотности энергии (2-6 режимы) вызывает формирование экструдированных и интрудированных областей материала (рис. 1, *б*). Латеральный размер фрагментов составляет 10-20 мкм, а перепад высоты достигает 200 нм. Наряду с огрублением поверхности, воздействие электронным пучком обусловливает существенное измельчение зерна, размер которого не превышает 200 нм (рис. 1, *в*). Из таблицы 3 видно, что с увеличением плотности энергии пучка возрастает не только средний размер зерна, но и твердость модифицированных поверхностных слоев (режимы 2, 3), что указывает на изменение фазового состава в процессе облучения.

Максимальный эффект измельчения зерна в стали ЭК-181 достигается при 3-х импульсах воздействия с плотностью энергии пучка 12 Дж/см<sup>2</sup> (4 режим). Однако увеличение числа импульсов и плотности энергии приводит к формированию кратеров на поверхности образцов стали ЭК-181 (рис. 1, *г*). При этом нанотвердость поверхностного слоя остается достаточно высокой (табл. 3).



**Рис. 1.** АСМ-изображения поверхности образцов стали ЭК-181, подвергнутой электронно-пучковой обработке по 1 (*a*), 2 ( $\delta$ , *b*,  $\partial$ ), 5 режимам (*c*), и последующему отжигу при 700 °C в течение 5 часов ( $\partial$ )

Отжиг образцов при 700 °C в течение 5 часов показал, что происходит рост зерен, сформированных в результате предварительной электронно-пучковой обработки, а также образование новых зерен, размеры которых не превышают 70 нм (рис.1 $\partial$ ).

## Обработка ионными пучками

Изменение морфологии и наноствердости поверхностных слоев стали ЭК-181 под действием ионно-лучевой обработки зависит от материала катода. Воздействие ионными пучками циркония обусловливает образование однородной зеренной структуры со средним размером 2 мкм (рис. 2, *a*). Следует отметить, что в отличие от электронного пучка после облучения образцов стали ЭК-181 ионами циркония зерна имеют ограненную форму. При использовании в качестве мишени стали 12X18H10T в поверхностных слоях исследуемых образцов формируется ламельная структура: ширина ламелей варьируется от нескольких нанометров до 2–3 мкм и высота не превышает 150 нм (рис. 2, *б*). Нанотвердость образцов после такой обработки оказывается максимальной и составляет 6 ГПа.

**Таблица 3.** Средний размер зерна (*D*) и нанотвердость поверхностного слоя (H), подвергнутого обработке электронными и ионными пучками

Режим обработки	<i>D</i> , нм	<i>Н</i> , ГПа
Без обработки	-	3.6
Электронный пучок, 1 режим	-	3.6
Электронный пучок, 2 режим		
до	200	4.4
после отжига при 700 °C, 5 ч	70/370	4.0
Электронный пучок, 3 режим	300	4.3
Электронный пучок, 4 режим	150	4.5
Электронный пучок, 5 режим	180	4.1
Электронный пучок, 6 режим	220	4.0
Ионный пучок Zr <sup>+</sup>	2000	4.8
Ионный пучок 12X18H10T <sup>+</sup>	-	6.3



**Рис. 2.** АСМ-изображения поверхности образцов стали ЭК-181, подвергнутой обработке ионами Zr (*a*) и стали 12Х18Н10Т (*б*)

### Заключение

Электроно- и ионнопучковые обработки обусловливают формирование в образцах стали ЭК-181 термически стабильных наноструктурных поверхностных слоев с повышенной нанотвердостью. Максимальное увеличение нанотвердости поверхностного слоя наблюдается в образцах после обработки ионами стали 12Х18Н10Т.

# ТЕРМИЧЕСКОЕ РАСШИРЕНИЕ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ИНВАРНОГО СПЛАВА Fe-36%Ni

Шарипов И. З.\*, Мулюков Р. Р.\*\*, Биткулов И. Х.\*\*, Казанцев В. А.\*\*\*

\*Уфимский государственный авиационный технический университет, \*\*Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г. Уфа, Россия \*\*\*Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия ilgizsh@mail.ru

Важнейшей особенностью инварных сплавов является аномально низкий коэффициент термического расширения. Однако природа этого явления остается загадочной. Аномалию считают связанной с магнитными свойствами сплава, но магнитострикционный эффект явно недостаточен для объяснения аномалии термического расширения. По-видимому, магнитные изменения лишь сопровождают фазовые превращения в инварах. Формирование нанокристаллической структуры методом интенсивной пластической деформации приводит к существенным изменениям свойств инварного сплава. Об изменениях магнитных свойств сообщается в [1], где эти изменения также связываются с изменениями фазового состава. В данной работе изу-



чается термическое расширение инвара после интенсивной пластической деформации.

На рис. 1 приведены графики коэффициента термического расширения (КТР) образцов с нанокристаллической (НК) и крупнозернистой (КЗ) структурой.

В КЗ образце при низких температурах КТР близок к нулю (рис.1 $\delta$ ), а затем увеличивается, достигая при температуре 300  $^{0}C$ уровня 15<sup>\*</sup>10<sup>-6</sup> С<sup>-1</sup>, и далее существенно не изменяется. Такое поведение, по-видимому, связано с изменениями фазового состава материала. Согласно фазовой диаграмме сплавов Fe–Ni [2] возможно существование различных фаз: упорядочен-

**Рис.1.** Графики коэффициента термического расширения инвара в нанокристаллическом (a) и крупнозернистом ( $\delta$ ) состояниях.

ных FeNi, FeNi<sub>3</sub>, неупорядоченных растворов,  $\alpha$ -фазы и др. Изменение температуры приводит к изменению количества фаз, что приводит к аномально низкому КТР инвара.

В НК образце (рис.1*a*) КТР возрастает до больших значений, достигая  $15*10^{-6}$  С<sup>-1</sup> при температуре 400 °С, далее при нагреве выше 450 °С КТР уменьшается. Такая особенность, вероятно, связана с тем, что деформированный материал содержит большое количество дефектов кристаллической структуры. При нагреве выше 450 °С начинается релаксация дефектов структуры, что обуславливает уменьшение КТР. При аналогичных измерениях, проведенных на чистом железе, в котором фазовых превращений не происходит в этом интервале температур, на графиках КТР деформированного образца также наблюдается такой же характерный спад КТР.

#### Список литературы

- Р. Р. Мулюков, И. З. Шарипов, К. А. Букреева, И. Х. Биткулов //ФММ, 2010, т.109, № 3, с. 101–104.
- 2. R. B. Scorzelli //Hyperfine Interactions, 1997, 110, p. 143-150.

## УДК 536.413.2

# ВЛИЯНИЕ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИЯ НА ДИЛАТАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ В ДЕФОРМИРОВАННОМ СПЛАВЕ NiTi

## Шарипов И. З.\*, Бабичева Р. И.\*\*, Абдуллин Р. Ш.\*\*\*, Мулюков Х. Я.\*\*

\*Уфимский государственный авиационный технический университет \*\*Институт проблем сверхпластичности металлов РАН \*\*\*Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия ilgizsh@mail.ru

Эффект памяти формы в настоящее время имеет важное значение в технических приложениях. В его основе лежит дилатационный эффект при фазовом переходе аустенит → мартенсит. Однако природа этого явления не получила удовлетворительного объяснения и ведутся его интенсивные исследования. В частности, известен «эффект тренировки» изделий с памятью формы. При многократном циклическом нагреве выше температуры фазового перехода и охлаждении ниже температуры перехода (процесс, называемый термоциклированием) величина эффекта памяти формы увеличивается, т.е. материал «тренируется». В работе [1] изучалось изменение длины пружин из сплава NiTi при термоциклировании и показано, что оно зависит от числа циклов. В настоящей работе приводятся результаты исследования этого явления на сплаве с эффектом памятью формы Ni–50,2%Ti.

Исходный материал был подвергнут прокатке при температуре 500 °С, степень деформации составляла 40 %. Из прокатанного листа толщиной 0,5 мм вдоль направления прокатки вырезались образцы размером 10мм×2мм. Полученные образцы многократно измерялись на дилатометре, нагревая их выше и охлаждая ниже температур фазового перехода аустенит мартенсит, т.е. подвергая термоциклированию. При фазовом переходе образец скачкообразно расширяется или сжимается, что и отображается на полученных дилатационных кривых. Величина скачка, обусловленного фазовым переходом, от раза к разу увеличивается, так проявляется «эффект тренировки».



**Рис. 1.** Дилатационные кривые при втором цикле (a) и при сорок втором цикле ( $\delta$ )

На рис.1 приведены дилатационные кривые, полученные при втором и сорок втором циклах. При нагреве образца от низких температур его длина сначала линейно увеличивается. При температуре около 60 °C происходит скачок длины образца, который является следствием фазового перехода мартенсит→аустенит. Далее после фазового перехода образец удлиняется по линейному закону. Видно, что при схожести характера приведенных кривых, величина скачка при прохождении большего количества циклов возрастает. Другой важной характеристикой кривых является температурный гистерезис. Ширина температурного гистерезиса при термоциклировании также заметно возрастает, и на приведенных графиках составляет 30 и 45 °C соответственно.

На рис.2 приведен график зависимости величины дилатационного скачка при фазовом переходе мартенсит—аустенит от количества термических циклов. Как видно из рисунка, при прохождении сорока циклов дилатационный эффект увеличивается в 8 раз.

За счет чего же возрастает дилатационный эффект? Рассмотрим подробнее дилатационную кривую второго цикла. На ней хорошо видно, что после прохождения температурного цикла в прямом и затем в обратном направлении, образец не возвращается к первоначальной длине, а приходит в точку расположенную ниже по графику на величину  $5 \cdot 10^{-4}$ , т.е. происходит усадка образца. Очевидно, что эта усадка связана с перестройкой структуры материала. При следующем термическом цикле величина дилатационного скачка возрастает примерно на ту же величину. В последующих циклах величина усадки уменьшается, уменьшается и прирост величины дилатационного скачка. На кривой, полученной при сорок втором цикле, величина усадки составляет  $2 \cdot 10^{-4}$ , и примерно на столько же растет дилатационный

скачок. Следовательно, эти процессы между собой тесно связаны и обусловлены одной причиной – перестройкой структуры исследуемого материала, которая происходит вследствие фазовой перекристаллизации



На рис. 3 показаны изображения структуры сплава непосредственно после прокатки и после 30 циклов «нагрев ↔ охлаждение», полученные методом оптической микроскопии. При сравнении этих изображений выявляются заметные изменения в структуре сплава. На рис. 3(б) в структуре наблюдается множество равноосных зерен, которые отсутствуют в состоя-

**Рис. 2.** Величина дилатационного скачка при фазовом переходе в зависимости от количества термических циклов

нии после прокатки (рис. 3(а)). Они имеют относительно равноосную форму, а размер их не превышает двух микрометров. По-видимому, появление таких кристаллитов обусловлено многократными фазовыми превращениями при термоциклировании.



Рис. 3. Оптическое изображение структуры после деформации (*a*) и после тридцати циклов «нагрев↔охлаждение» прокатанного сплава (*б*).

Таким образом, результаты проведенных исследований показывают, что дилатационные свойства сплава Ni–50,2%Ti после прокатки при 500 °C проявляют нестабильность. Многократное термоциклирование приводит как росту величины дилатационного эффекта, так и к повышению его стабильности, что необходимо учитывать при практическом применении этих сплавов.

# Список литературы

1. Zheng Y.F., Zhao L.C., Ye H.Q. //Material Science and Engineering 2001, A297, p.185-196.

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕРМИЧЕСКОЕ РАСШИРЕНИЕ ОБРАЗЦОВ СПЛАВА Ni<sub>2.08</sub>Mn<sub>0.96</sub>Ga<sub>0.96</sub>, ВЫРЕЗАННЫХ ВО ВЗАИМНО ПЕРПЕНДИКУЛЯРНЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ

### Мусабиров И. И., Бабичева Р. И., Мулюков Х. Я., Шарипов И. З.

Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г. Уфа, Россия irekmusabirov@imsp.da.ru, mulyuk@anrb.ru.

Сплавы системы Ni<sub>2</sub>MnGa обладают так называемым эффектом памяти формы (ЭПФ). В основе этого эффекта лежит структурное фазовое превращение мартенситного типа, происходящее в этих сплавах. В процессе этого превращения монокристаллические образцы сплава испытывают скачкообразное изменение своих геометрических размеров. В зависимости от того, в каком из кристаллографических направлений монокристалла проводится измерение, длина образца при фазовом превращении может скачкообразно сокращаться или наоборот удлиняться [1, 2]. На поликристаллических образцах, однако этот эффект не столь значителен или не наблюдается совсем [3]. Величина скачкообразного изменения размеров образца при фазовом превращении играет значительную роль в ЭПФ. Известно, что магнитное поле, приложенное к образцу сплава в процессе его охлаждения, оказывает влияние на величину скачкообразного изменения длины [4]. Следовательно, существует возможность управления магнитным полем геометрическими размерами образца.

В данной работе приводятся результаты исследования магнитного поля на характер термического расширения поликристаллических образцов сплава Ni<sub>2.08</sub>Mn<sub>0.96</sub>Ga<sub>0.96</sub>, вырезанных во взаимно перпендикулярных направлениях. Отметим, что во всех случаях магнитное поле прикладывалось вдоль направления измерения.

На рис. 1 представлены результаты исследования влияния магнитного поля на температурную зависимость термического расширения образца, вырезанного длинной стороной вдоль слитка. При охлаж-



**Рис. 1** Температурная зависимость термического расширения, записанная при охлаждении образца без приложения магнитного поля (*a*) и в магнитном поле напряженностью 640 кА/м (*b*). Образец вырезан длинной стороной вдоль слитка.

дении до температуры 280 К сжатие образца происходит по линейному закону, а в интервале температур от 280 К до 265 К длина образца скачкообразно сокращается на 0.2%. Затем вплоть до 230 К вновь наблюдается линейное сжатие образца. Характер кривой охлаждения образца в магнитном поле напряженностью 640 кА/м практически совпадает с предыдущим случаем, однако, при охлаждении в магнитном поле в интервале температур от 280 К до 265 К длина образца сокращается на величину 0.4%. Таким образом, вклад магнитного поля в изменении геометрических размеров составляет 0.2%. При отключении магнитного поля, когда образец находится в низкотемпературной фазе, его длина не изменяется.

Кривые охлаждения образца, вырезанного из слитка перпендикулярно предыдущему образцу, представлены на рис. 2. В процессе охлаждения образца до температуры 280 К без приложения магнитного поля его длина уменьшается по линейно-

му закону. В процессе структурного фазового превращения интервале от 280 К до 265 К длина образца скачкообразно возрастает на 0.42 %, а затем вновь линейно сокращается вплоть до температуры 230 К. При охлаждении образца в магнитном поле напряженностью 640 кА/м ход кривой отличается от предыдущей только тем, что величина скачкообразного удлинения составляет уже 0.2%. В этом случае магнитное поле уменьшает скачек на 0.22%. Как и в случае предыдущего образца при снятии магнитного поля в



**Рис. 2.** Температурная зависимость термического расширения, записанная при охлаждении образца без приложения магнитного поля (*a*) и в магнитном поле напряженностью 640 кА/м (*b*). Образец вырезан длинной стороной поперек слитка.

низкотемпературной фазе длина образца не меняется. Следует отметить, что на кривую температурной зависимости термического расширения, полученную без магнитного поля, магнитное поле такой напряженности также не влияет.

Таким образом, длина образцов, вырезанных из одного и того же слитка сокращается или расширяется в процессе структурного фазового превращения в зависимости от направления образца в слитке. Изменение геометрических размеров образца при фазовом превращении обусловлено формированием приоритетной двойниковой структуры низкотемпературной фазы. Выстраивание двойников вдоль определенного направления должно быть об условлено текстурой образца, которая в свою очередь может формироваться в процессе кристаллизации расплава.

Магнитное поле, приложенное к образцу в процессе его охлаждения, оказывает влияние на процесс формирования двойниковой структуры низкотемпературной фазы, что и отражается на его геометрических размерах. В случае обоих образцов эффект магнитного поля одинаковый, а именно, при охлаждении образцов в магнитном поле их геометрические размеры становятся меньше, чем при охлаждении без поля.

Таким образом, можно заключить, что:

1) Магнитное поле напряженностью до 640 кА/м оказывает влияние на геометрические размеры образца сплава  $Ni_{2.08}Mn_{0.96}Ga_{0.96}$  только в процессе фазового превращения;

2) Длина образца сплава  $Ni_{2.08}Mn_{0.96}Ga_{0.96}$  в низкотемпературной фазе не изменяется при приложении или снятии магнитно поля напряженностью до 640 кА/м;

3) Приложение магнитного поля в процессе охлаждения образца приводит к тому, что в результате структурного фазового превращения его геометрические размеры оказываются меньше чем, при охлаждении без магнитного поля.

#### Список литературы

- 1. Y. T. Cui et al., IEEE Transactions on Magnetics, 41, 3, pp. 1086-1088 (2005)
- 2. W. H. Wang et al., Appl. Phys. Let., 77, 20 pp. 3245-3247 (2000)
- 3. A.N. Vasilev et al., Intern. J. of Appl. Electromag. and Mechan., 12, pp. 35–40 (2000)
- 4. K. Ullakko et al., Appl. Phys. Lett. 69, 13, pp. 1966-1968 (1996)

# ВКЛАД ДЕФОРМАЦИОННЫХ ВАКАНСИЙ В НЕРАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ ГРАНИЦ ЗЕРЕН, ФОРМИРУЮЩЕЕСЯ В ПРОЦЕССЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

#### Перевезенцев В. Н., Пупынин А. С.

Нижегородский филиал Учреждения Российской академии наук Института машиноведения им. А.А. Благонравова, Нижний Новгород, Россия pevn@uic.nnov.ru, pupynin@phys.unn.ru

Накопленные за последние годы экспериментальные данные свидетельствуют о высокой плотности вакансий и нанопор в структуре деформированных методами интенсивной пластической деформации (ИПД) материалов. В частности, в работе [1] с помощью метода EXAFS-спектроскопии была изучена атомная структура субмикрокристаллической (СМК) меди, полученной методом кручения под давлением. Было проведено сравнение функций распределения атомной плотности в СМК и поликристаллической меди. В результате этих исследований [1] было установлено, что наблюдаемое снижение координационных чисел атомов в СМК меди связано с наличием в деформированной структуре высокой плотности вакансионных дефектов деформационного происхождения. О повышенном содержании деформационных вакансий свидетельствуют также и данные работ [2-4], полученные для меди, подвергнутой равноканальному угловому прессованию (РКУП) и холодной прокатке. Кроме того, в работах [5,6] на примере чистого алюминия показано, что в процессе интенсивной пластической деформации (РКУП, 1-4 прохода) наряду со свободным объемом, относительно равномерно распределенным по ГЗ, возможно образование локальных областей избыточного свободного объема или, в предельном случае, нанопор с объемной долей ~5·10<sup>-3</sup>. Известно, что взаимодействие большеугловых границ зерен (ГЗ) с дефектами кристаллической решетки приводит к изменению их диффузионной проницаемости, и, как следствие, изменению скорости зернограничного проскальзывания (ЗГП), миграционной подвижности, диффузионно-контролируемых процессов. В последние годы обнаружены аномально высокие диффузионные характеристики ГЗ в СМК материалах, полученных методами ИПД [7-9]. Предполагается, что причиной наблюдаемых аномалий диффузионных свойств являются переход ГЗ в существенно неравновесное состояние вследствие поглощения ими дефектов кристаллической решетки (вакансий, дислокаций), попадающих в ГЗ в процессе пластической деформации (ПД). В работе [10] была развита модель зернограничной (ЗГ) диффузии, в рамках которой коэффициент ЗГ диффузии экспоненциально зависит от величины относительного неравновесного избыточного объема границы  $\lambda = \Delta V_b/V_0$ , где  $\Delta V_b$  – избыточный объем зернограничного атома,  $V_0$  – объем атома в равновесной границе:  $D_b = D_b^* \exp(\alpha \lambda)$ . Здесь  $D_b^* - \kappa o = \Delta \phi$ ициент диффузии по равновесной границе,  $\alpha = 4/3(GV_0/kT)$ , G – модуль сдвига, k – постоянная Больцмана, T – температура. В такой постановке задача сводится к рассмотрению механизмов генерации и релаксации неравновесного избыточного объема ГЗ в процессе ПД. Ранее в работах [11,12] были получены кинетические уравнения баланса, описывающие эволюцию неравновесного избыточного объема ГЗ  $\lambda$  и коэффициента ЗГ диффузии D<sub>b</sub> в процессе: а) генерации неравновесных вакансий в ГЗ при переползании, делокализации и частичной аннигиляции решеточных дислокаций, попавших в границу при ПД и б) генерации неравновесных вакансий в процессе зернограничного проскальзывания по ГЗ, содержащей ступеньки одного знака. При этом были исключены из рассмотрения вакансии, образующиеся в процессе ПД за счет различных дислокационных реакций в объеме зерен. Однако, как показывают многочисленные эксперименты, концентрация деформационных вакансий в СМК материалах достигает значений, близких к концентрации вакансий вблизи температуры плавления. Это позволяет предположить, что их вклад в увеличение неравновесного избыточного объема ГЗ за счет стока также будет существенным. В связи с этим в работе предложен механизм генерации деформационных вакансий в процессе ПД и проанализирован их вклад в диффузионные свойства неравновесных границ зерен. В качестве механизма генерации деформационных вакансий рассматривалось движение винтовых дислокаций со ступеньками, которое, как известно, приводит к образованию точечных дефектов. Были получены кинетические уравнения баланса для плотности подвижных винтовых дислокаций. Предполагалось, что процесс размножения дислокаций происходил за счет двойного поперечного скольжения, а аннигиляция связана с захватом подвижных дислокаций и образованием неподвижных диполей, а также уравнения, описывающие кинетику изменения неравновесного избыточного объема ГЗ и концентрации деформационных вакансий в объеме зерен. Показано, что в зависимости от условий ПД, величина коэффициента ЗГ диффузии может на один-два порядка превышать D<sup>\*</sup><sub>b</sub>. Приведена оценка критической концентрации деформационных вакансий в объеме зерен, выше которой необходимо принимать во внимание образование нанопор и их рост.

#### Список литературы

- 1. Бабанов Ю.А., Благинина Л.А., Мулюков Р.Р. и др. Рентгеноспектральное исследование ближнего порядка в субмикрокристаллической меди, полученной с помощью больших пластических деформаций // ФММ. 1998. т. 86. вып. 6. С. 47-52.
- Ungár T., Schafler E., Hanák P. Vacancy production during plastic deformation in copper determined by in situ X-ray diffraction // Mater. Sci. Eng. A. — 2007. — vol. 462. — P. 398-401.
- 4. Schafler E., Simon K., Bernstorff S., Hanák P., Tichy G., Ungár T., Zehetbauer M.J. A secondorder phase-transformation of the dislocation structure during plastic deformation determined by in situ synchrotron X-ray diffraction // Acta Mater. — 2005 — 53 — P. 315.
- 5. Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Sklenička V., Saxl I. Нанопористость ультракристаллических алюминия и сплава на его основе // ФТТ. 2007. т. 49. вып. 10. С. 1787-1790.
- Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Амосова О.В. и др. Исследование структуры микрокристаллических металлов и сплавов методом малоуглового рентгеновского рассеяния // Тр. XLIII Междунар. конф. "Актуальные проблемы прочности". ВГТУ, Витебск, 2004. Ч. 1, с.18.
- 7. Валиев Р.З., Александров И.В. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. М.: Логос, 2000. 272 с.
- Грабовецкая Г.П., Раточка И.В., Колобов Ю.Р., Пучкарева Л.Н. Сравнительные исследования зернограничной диффузии меди в субмикро- и крупнокристаллическом никеле // ФММ. — 1997. — т. 83. — № 3. — С. 112-116.
- 9. Kolobov Yu.R., Grabovetskaya G.P., Ivanov M.B., Zhilyaev A.P., Valiev R.Z. Grain boundary diffusion characteristics of nanostructured nickel // Scripta Mater. vol. 44. PP. 873-878.
- 10. Перевезенцев В.Н. Единый подход к описанию диффузии в равновесных и неравновесных границах зерен // ФММ. 2002. т. 93, №3. С. 15–19.
- Perevezentsev V.N., Pupynin A.S., Svirina J.V. Analysis of Intragranular Deformation Influence on the Grain Boundary Diffusive Properties //Mater. Sci. Eng. A. – 2005. - vol. 410-411. - P.273-276.
- 12. Пупынин А.С. Теория диффузии по неравновесным границам зерен и ее приложения. Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Белгород, 2008.

# СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ЧИСТОМ ЖЕЛЕЗЕ В ХОДЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ ЖИДКОГО АЗОТА

# Пилюгин В. П., Воронова Л. М., Дегтярев М. В., Чащухина Т. И.

ИФМ УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия highpress@imp.uran.ru

В железе – ОЦК металле с высокой ЭДУ – перераспределение дислокаций на начальных стадиях деформации при комнатной температуре приводит к образованию дислокационной ячеистой структуры, в которой затем, благодаря ротационной пластичности развивается субмикрокристаллическая (СМК) разориентированная структура [1]. В материалах с низкой ЭДУ формирование ячеистой структуры затруднено [2], и появлению СМК структуры предшествуют деформационное двойникование и образование полос сдвига. Если подвижность дислокаций ограничить, понизив температуру деформации, то двойникование и образование «полосовых» структур будет происходить даже в металлах с высокой ЭДУ [3]. Согласно теоретическим представлениям, одним из механизмов деформационного измельчения СМК структуры железа может быть двойникование [4]. При комнатной температуре оно не обнаружено, но может проявиться при низкотемпературной деформации. Целью настоящей работы было исследование эволюции структуры железа при низкотемпературной деформации под давлением.

Железо чистотой 99.97% деформировали при 80К методом сдвига под давлением 10 ГПа. Блок наковален с образцом помещали в ванну с жидким азотом. Твердость измеряли по радиусу образцов на приборе ПМТ-3 при нагрузке 0.5 H, ее значения усредняли по интервалам логарифмической деформации  $\Delta e=0.4$ .



**Рис. 1.** Зависимости твердости железа, деформированного при 80К (темные значки) и 300К (светлые значки) от степени деформации.

Обработка значений твердости в координатах  $H(e^{0.5})$  выявила 3 стадии структурных состояний (рис. 1).

Структура железа после низкотемпературной деформации неоднородна. Вплоть до е=4 наблюдаются отдельные дислокации, дислокационные петли и слабо разориентированные ячейки (рис.2а, б). Нас этим формируются ряду микрополосы и деформационные двойники (рис.2в, г). С увеличением степени деформации микрополосы фрагментируются, на смену одиночным двойникам приходят пакеты тонких микродвойников.

Уже после деформации со степенью около e = 2 появляются отдельные микрокристаллиты с высокоугловыми границами. Они образуются как путем фрагментации микрополос, так и за счет накопления разориентировки на границах ячеек. При комнатной температуре в том же интервале степеней деформации в железе формировалась разориентированная ячеистая структура, средний размер ячейки уменьшался с ростом степени деформации, достигая значения 0.4 мкм, первые микрокристаллиты наблюдались только после *e*=4 [1].



Рис. 2. Микроструктура железа после низкотемпературной деформации, е=2 а, б – темнопольное изображение в рефлексе типа  $(110)_{\alpha}$ в – темнопольное изображение в рефлексе (002)<sub>м</sub> г – темнопольное изображение в рефлексе  $(\overline{1} \overline{1} 0)_{\pi}$ 

После низкотемпературной деформации с *e*>6 в структуре присутствуют микрокристаллиты с высокоугловыми границами и фрагментированные микрополосы, в которых сохраняются непрерывные малоугловые разориентировки. Микрокристаллиты, возникшие в пределах ранее образовавшихся микрополос и двойников, сохраняют направленность ориентировки и вытянутую форму (рис. 3). Таким образом, четко разделить стадии по типу структуры невозможно, поскольку на всех трех стадиях наблюдаются как мало-, так и высокоугловые разориентировки деформационного происхождения. Первая и вторая из выделенных на рисунке 9 стадий являются стадиями смешанной структуры, структура на третьей стадии может быть классифицирована как несовершенная СМК, вследствие сохранения остатков полосовых структур, образовавшихся на предыдущих стадиях.



Были построены гистограммы распределения по размерам разориентированных элементов структуры и определены их средний ( $d_{cp}$ ) и наиболее вероятный размеры ( $d_{веp}$ ). Уменьшение  $d_{cp}$  и  $d_{веp}$  происходит до e=6. При дальнейшей деформации эти параметры не изменяются (рис.4), Повышение твердости (рис.1). связано с увеличением по мере деформации доли разориентированной структуры.



Рис.4. Изменение размера элемента структуры железа при низкотемпературной деформации. Пунктирными линиями показаны зависимости для железа, деформированного при комнатной температуре

При комнатной температуре происходит четкая смена типа структуры при переходе к каждой новой стадии деформации и однозначная корреляция твердости и размера элемента структуры железа со степенью деформации независимо от угла поворота наковальни [1]. Одна из особенностей низкотемпературной деформации состоит в том, что не наблюдается однозначной зависимости структуры от расчетной степени деформации. Слаборазориентированные структуры сохраняются в железе при низкотемпературной деформации вплоть до больших степеней e=6, в то же время, уже при e=2 появляются отдельные микрокристаллиты с высокоугловыми границами. Напротив, при комнатной температуре первые микрокристаллиты формируются при деформации  $e\geq4$  на фоне разориентированной структуры ячеистого типа [1], а слаборазориентированная структура не наблюдается после деформации  $e\geq3$ .

Одной из целей работы было выяснение роли двойникования при деформационном измельчении структуры. Исходное зерно измельчается главным образом за счет образования и последующей фрагментации деформационных микрополос и микродвойников. Новые деформационные двойники наблюдали в разориентированных кристаллитах размером более 1 мкм (рис.2в, г), однако в микрокристаллитах (размером менее 1 мкм) двойников не обнаружили (рис.3). Микрокристаллиты размером более 0.2 мкм могут содержать дислокационную субструктуру, приводящую к их разделению малоугловыми границами, что, вероятно, связано с низкой подвижностью дислокаций при низкотемпературной деформации (рис.3а). Электронномикроскопический контраст на наиболее дисперсных микрокристаллитах свидетельствует только об их упругих искажениях, как и при комнатной температуре. Таким образом, двойникование вносит вклад в измельчение структуры только до стадии СМК структуры. По-видимому, механизм дальнейшего измельчения дислокационнодисклинационный – такой же, как при комнатной температуре.

Работа выполнена при частичной поддержке программ Президиума РАН № 09-П-2-1019; 09-П-2-1025 и программы Уральского отделения РАН № 09-М-23-2009. Электронно-микроскопическое исследование выполнено в ЦКПЭМ ИФМ УрО РАН.

- 1. Дегтярев М.В., Воронова Л.М., Чащухина Т.И. и др.// ФММ. 2003. Т.96. №6. С.100-108.
- 2. Смирнова Н.А., Левит В.И., Пилюгин В.П. и др.// ФММ. 1986. Т.61. №6. С.1170-1177.
- В.П. Пилюгин, Т.М. Гапонцева, Т.И. Чащухина и др.// ФММ. 2008. Т.105. №4. С. 438-448.
- 4. Васильев Л.С., Ломаев И.Л.// ФММ. 2006. Т.101, №4. С.417-424.

# ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ СТРУКТУРЫ НИКЕЛЯ РАЗЛИЧНОГО ТИПА, ПОЛУЧЕННОЙ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ

## Воронова Л. М., Дегтярев М. В., Чащухина Т. И.

ИФМ УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия <u>highpress@imp.uran.ru</u>

Термическая стабильность субмикрозернистой структуры является важным свойством металлов и сплавов. Согласно теоретической модели квазистабильной является структура сотового типа с кристаллитами одинаковых размеров и уравновешенными тройными стыками. В железе подобная структура образуется в результате низкотемпературной рекристаллизации субмикрокристаллической (СМК) структуры, полученной при большой пластической деформации. Стабильность зеренной структуры возрастает с увеличением степени деформации на стадии СМК структуры [1]. Важно, что во всем температурном интервале существования ОЦК фазы, рекристаллизация СМК структуры железа протекает по механизму нормального роста зерна. Напротив, дисперсная структура смешанного типа, содержащая как высоко-, так и малоугловые границы, демонстрирует наиболее низкую термическую стабильность, обусловленную аномальным ростом отдельных центров рекриталлизации. Разница в дислокационной структуре железа и никеля связана с тем, что в железе при деформации образуются малоподвижные винтовые дислокации, а в никеле – преимущественно краевые, обладающие большей подвижностью [2]. Поэтому на формирование структуры никеля существенно большее влияние оказывает динамический возврат [3]. Цель настоящей работы состояла в изучении кинетики низкотемпературной рекристаллизации никеля с различным типом структуры, сформированной на разных стадиях деформации, и возможности формирования однородной суб-



Рис. 1. Изменение твердости никеля с увеличением степени деформации.

микрозернистой структуры.

Образцы диаметром 5 мм и толщиной 0.3 мм монокристаллического никеля чистотой 99.98% деформировали при комнатной температуре на наковальнях Бриджмена под давлением 8 ГПа. Степень деформации рассчитывали с учетом осадки, которая зависела от угла поворота наковальни и расстояния до центра образца [1]. Твердость по радиусу образцов измеряли на приборе ПМТ-3 при нагрузке 0.5 Н. Отжиг проводили при 150ОС длительностью от 8 до 64 часов, при 200 и 300оС длительно-

стью 1час. Исследования структуры после деформации и рекристаллизации проводили на расстоянии 1.5 мм от центра образца методом просвечивающей электронной микроскопии.

На рис. 1 приведено изменение твердости никеля в ходе деформации сдвигом под давлением и степени деформации, при которых происходит смена типа структуры. Эти результаты легли в основу выбора режимов деформации для получения необходимой структуры: ячеистой – e = 1.4, смешанной – e = 4.7 и СМК – e = 6.6; 8.2; 9.2. В никеле на стадии СМК структуры твердость и размеры элементов структуры изменяются слабо, в пределах экспериментальной погрешности (рис. 1). Значимость

изменений, происходящих при деформации на стадии СМК структуры, оценивали с помощью рекристаллизационного отжига. В железе [1] увеличение степени деформации на этой стадии привело к получению более мелкозернистой и термически стабильной структуры.

Температура образования термически активируемых зародышей рекристаллизации в никеле составляет 250–300°С. Формирование СМК структуры приводит к снижению температуры начала рекристаллизации на 100–150 °С, благодаря образованию при деформации готовых центров рекристаллизации (микрокристаллитов) [4]. При 200 и 300°С скорость рекристаллизации высока. После отжига 300 °С, 1ч рекристаллизация завершается, но средний размер зерна составляет 2 мкм. Отжиг при 200°С, 1ч еще не приводит к завершению рекристаллизации, но размер отдельных крупных зерен уже достигает 2.5 мкм. Таким образом, при этих температурах получить субмикрозернистую структуру в никеле оказалось невозможным. Для изучения кинетики рекристаллизации структуры различного типа выбрали более низкую температуру отжига: 150°С. В ячеистой структуре никеля, образованной при деформа-



**Рис. 2.** Изменение твердости в ходе отжига при 150°C никеля с различной исходной структурой.

ции е<3 еще не сформированы центры рекристаллизации, поэтому отжиг при температуре ниже термоактивируемого зарождения не приводит к началу рекристаллизации, и изменения твердости не происходит. В никеле со смешанной и СМК структурой наблюдается снижение твердости, связанное с началом рекристаллизации (рис.2). Доля рекристаллизации не превышает 10%. И в смешанной, и в СМК структуре происходит опе-

режающий рост отдельных

зерен (рис.3). При этом для обоих типов структуры распределение зерен по размерам после отжига остается одномодальным, крупные зерна не образуют второго максимума, а формируют «хвост» распределения в области больших размеров. Увеличение степени деформации на стадии СМК структуры в никеле не влияет на размер зерна и кинетику низкотемпературной рекристаллизации (табл.1).

Вероятно, различная кинетика роста зерна при низкотемпературной рекристаллизации никеля и железа связана с типом дислокационно-дисклинационной структуры. В железе при деформации образуются малоподвижные границы кручения, тогда как в никеле значительна доля подвижных границ наклона, обеспечивающих быстрый рост отдельных зерен. Кроме этого в условиях динамического возврата СМК структура неоднородна: те зерна, в которых возврат пошел в большей степени, также получают преимущество в росте при последующем нагреве, поскольку представляют собой идеальные зародыши рекристаллизации.

Подобные зародыши (центры рекристаллизации) могут возникнуть и в результате коалесценции соседних субзерен. При низкотемпературной рекристаллизации, когда не хватает термодинамической силы роста, такие центры еще не столкнувшись, уже имеют размеры значительно большие, чем окружающие их микрокристаллиты.



**Рис.3.** Микроструктура никеля после деформации и отжига при 150°С, 32ч. *a*,  $\delta - e = 4.7$ , *b*, e - e = 9.2

обработка	е	$d_{ m cp}$ , мкм	$d_{\text{вер}}$ , мкм	$d_{\max}$ , мкм	σ, мкм	$K = \sigma/d_{cp}$
		СМ	ешанная			
Деформация	5	0.13	0.07	0.6	0.08	0.6
Деформация + от- жиг 150°С	4.7	0.19	0.13	1.1	0.17	0.9
СМК						
Пеформация	6.6	0.14	0.08	0.6	0.08	0.6
деформация	9.2	0.12	0.07	0.5	0.07	0.6
Деформация + от-	6.6	0.19	0.13	1.0	0.11	0.6
жиг 150°С	9.2	0.16	0.11	1.2	0.10	0.6

Таблица 1. Параметры структуры никеля после деформации и отжига при 150°С, 64ч.

Таким образом, при низкотемпературной рекристаллизации однородная субмикрозернистая структура в никеле не формируется. При более высокой температуре отжига, когда происходит столкновение центров и завершение рекристаллизации, субмикрозернистая структура также не образуется, вследствие высокой скорости роста.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 08-03-00370. Электронно-микроскопическое исследование выполнено в ЦКПЭМ ИФМ УрО РАН.

- 1. Воронова Л.М., Дегтярев М.В., Чащухина Т.И.// ФММ. 2007. Т.104. №3. С.275-286
- 2. М.А. Штремель. Прочность сплавов. Ч.І. Дефекты решетки. М.: Металлургия, 1982. 280с.
- 3. 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. Смирнова Н.А., Левит В.И., Дегтярев М.В. // ФММ. 1988. Т. 66. Вып.5. С.1027-1029.

# ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СУБМИКРО- И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ КРУЧЕНИЯ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ ПРИ УВЕЛИЧЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ОТЖИГА

Перевезенцев В. Н.<sup>1</sup>, Ценев Н. К.<sup>2</sup>, Щербань М. Ю.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский филиал Учреждения Российской академии наук Института маииноведения им. А.А. Благонравова РАН. Нижний Новгород, Россия. pevn@uic.nnov.ru

<sup>2</sup> ЗАО «Конструкция». Москва, Россия.

<sup>3</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского. Нижний Новгород, Россия.

В работе исследовались модельный и промышленный сплавы A1–3%Mg и Al 1570. Для получения субмикро- и нанокристаллической (СМК и НК) структуры сплавы подвергали интенсивной пластической деформации кручением (ИПДК). Изменения структуры, происходящие при отжиге, наблюдали на электронном микроскопе JEM 2000 FX. Микротвёрдость измерялась методом Виккерса на установке ПМТ-3 под нагрузкой 20 г.

На рис. 1 представлены светлопольные изображения структуры СМК и НК алюминиевых сплавов А1-3% Мg и А1 1570, полученных методом ИПДК при комнатной температуре. Средний размер зёрен после ИПДК в этих сплавах составил 170 нм и 70 нм соответственно. Электронно-микроскопические и рентгенодифракционные исследования не выявили в этих сплавах микронапряжений второго рода, хотя неоднородный дифракционный контраст, характеризуемый наличием контуров изгиба внутри зёрен, указывает на высокий уровень внутренних напряжений вызванных, скорее всего, системами дислокаций и дисклинаций (мезодефектами), расположенными на границах зёрен, и упругими искажениями кристаллической решетки от дефектов упаковки и вакансионных образований.



**Рис. 1.** Светлопольные изображения СМК и НК структур алюминиевых сплавов после ИПДК, проводимой при комнатной температуре: *a*) структура сплава A1–3%Mg, P = 5 GPa, 3 оборота; *b*) структура сплава A1 1570, при комнатной температуре *6* GPa, 5 оборотов.

Следует отметить также отсутствие на электронно-микроскопических изображениях четкого полосчатого дифракционного контраста. Это свидетельствует о том, что в образцах сформировалась структура с высокоугловыми границами и мощными полями внутренних напряжений в теле зёрен.

Отжиг сплава A1–3% Мg в течение часа при температуре 373К привёл к релаксации внутренних напряжений и нормальному росту зёрен. Зёрна укрупнились без заметных отклонений зёренной структуры от однородной, их средний размер вырос до 400 нм. В зёрнах сохранились контуры экстинкции, дислокации в объёме зёрен отсутствовали. На границах появился четкий полосчатый дифракционный контраст. Внешний вид электронограмм не изменился, однако размытость точечных рефлексов исчезла. Такие изменения микроструктуры типичны для большинства СМК и НК материалов на начальных стадиях отжига. Повышение температуры отжига сплава A1-3%Mg на 50 градусов способствовало росту среднего размера зёрен до 0,7 мкм в однородной зёренной структуре.





При отжиге сплава Al 1570 (373К, 1 час) размер зёрен и микронапряжения практически не изменились, однако парешётки несколько раметр уменьшился (рис. 2). Следует отметить, что изменения параметра решётки, превышающие погрешность измерений, надёжно регистрировались уже через 10 минут отжига. После 15 минутного отжига при температуре 473К (рис. 3а) характер происходящих в этом сплаве структурных изменений качественно такой же, как и в A1–3%Mg. сплаве Средний

размер зёрен вырос до 0,12 мкм, экстинкционные контуры и решеточные дислокации внутри зёрен отсутствуют. На границах заметен полосчатый дифракционный контраст.

Дальнейшее повышение температуры отжига (до 473К в случае сплава A1– 3%Mg, и до 573К, в случае сплава Al 1570) приводит к характерному для вторичной рекристаллизации резкому увеличению скорости роста некоторых зёрен и связанному с этим увеличению разнозернистости. Средний размер зёрен в сплаве A1–3%Mg становится равным 5 мкм, а в сплаве Al 1570 – 0,5 мкм. В отдельных зёрнах наблюдается довольно высокая плотность решеточных дислокаций  $\rho=10^{10}-10^{12}$  см<sup>-2</sup> (на рис. 3b одно из таких зёрен отмечено стрелкой).



**Рис. 3.** Структура сплава А1 1570 после отжига в течение 15 мин: а) температуре 473К; b) при температуре 573К.

Отжиг при температуре 573К в течение часа вновь приводит сплав A1–3%Mg к однородной микроструктуре со средним размером зёрен 6 мкм. Внутри зёрен решеточные дислокации не обнаруживаются. Однако вблизи границ наблюдаются дисперсные выделения A1<sub>3</sub>Mg<sub>2</sub>.

В сплаве A1 1570 даже после отжига в течение 30 мин при температуре 673К всё ещё наблюдаются решёточные дислокации и изгибные контуры экстинкции хотя в целом тенденция структурных изменений такая же как и в сплаве A1–3%Mg.

Увеличение температуры отжига вызывает последовательно процессы нормального роста зёрен (причём в сплаве Al 1570 нормальный рост зёрен наступает при более высоких температурах, чем в сплаве A1–3%Mg) и аномального роста зёрен. Весьма неожиданным является то, что вторичная рекристаллизация сопровождается появлением в объёме зёрен высокой плотности дислокаций. По-видимому, именно с последним обстоятельством связано немонотонное изменение микротвёрдости сплавов с увеличением температуры отжига (рис. 4).



**Рис. 4.** Зависимость микротвёрдости от температуры отжига: *а*) сплав A1–3%Mg; *b*) сплав A1 1570.

В работе дано возможное объяснение наблюдаемых особенностей изменения микроструктуры. Отжиг при температурах выше 573К приводит к растворению частиц второй фазы, уменьшению тормозящей силы Зинера и дополнительному увеличению движущей силы и скорости миграции границ. При достаточно высокой скорости миграции границы растущего зерна могут переходить в существенно неравновесное состояние за счёт увеличения избыточного свободного объёма, связанного с поглощением заметаемых при их движении участков соседних границ. При этом резко возрастает коэффициент зернограничной диффузии (зависящий экспоненциально от величины относительного неравновесного избыточного объёма границы) и, как следствие, резко увеличивается подвижность и скорость миграции таких границ [1]. Все эти процессы и приводят к аномально быстрому росту отдельных зёрен. С другой стороны, растворение расположенных в границах зёрен частиц выделений приводит к мощным зернограничным потокам примеси и возникновению осмотических напряжений, релаксирующих путём генерации решёточных дислокаций в объём зёрен [2].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 09-02-97032-р

#### Список литературы

- 1. Перевезенцев В.Н., Пупынин А.С. Вопросы материаловедения, 2006, т.48, №4, с.5-10
- 2. Колобов Ю.Р., Марвин В.Б. ФММ, 1989, т.67, №6, с. 1204-1208.

# ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ СПЛАВА АZ31 В ПРОЦЕССЕ ДЕФОРМАЦИИ МЕТОДОМ РКУП

Скрябина Н. Е., Пинюгжанин В. М.

ГОУВПО «Пермский государственный университет», Пермь, Россия natskryabina@mail.ru, ramedlov87@yandex.ru

Сплавы на основе легких элементов, в частности, магния, представляют большой интерес для использования их в качестве материалов – накопителей водорода для нужд альтернативной энергетики [1]. Улучшение кинетики насыщения водородом достигается обычно за счет измельчения исходного материала в шаровых мельницах, ламинированием, технологией ZoZ или иным способом, обеспечивающим получение структурного элемента (размер частицы) в интервале значений близко к нанометровому. Долгое время считалось, что формирование нанодисперсной структуры ведет к высокой реакционной способности и высокой обратимой емкости сплава. Тем не менее, в последнее время появились работы (см., например, [2]), в которых сообщатся о новых явлениях, сопровождающих сорбцию водорода материалом, предварительно измельченным до размера порошинок в несколько нанометров. Вопреки ожиданиям, образование гидридного зародыша в наноразмерных магниевых сплавах оказалось затруднено, что проявилось, в частности, в виде гистерезиса на кинетических кривых сорбция/десорбция. Тем не менее, несомненным является тот факт, что пластическая деформация заготовок, действительно, приводит к улучшению сорбционных характеристик сплавов. В связи с этим, целью настоящей работы явилось проследить закономерности изменения микроструктуры магниевого сплава в процессе реализации пластической деформации.



**Рис. 1.** Общий вид образца, прошедшего РКУП деформацию, по схеме В<sub>с</sub>.

Получение мелкодисперсной структуры объемно-В кристаллических образцах в настоящей работе осуществляли равноканальным угловым прессованием (РКУП) [3]. В качестве материала исследования был выбран промышленный сплав на основе магния – AZ31 (96% Mg, 3% Al, 1% Zn, вес. %). Каждую заготовку размерами 11х11х100 (мм) деформировали двумя проходами в установке РКУП по маршруту В<sub>с</sub> с углом пересечения каналов 105 градусов при одной из температур: 150, 200, 250 и 300° С. Образцы

для исследования представляли собой пластинки размерами 11×11×2 (мм), вырезанные из центральной части деформированных заготовок перпендикулярно оси канала прохода образца. Вид заготовки представлен на рис. 1.

Исследования микроструктуры осуществляли методами рентгеноструктурного анализа, оптической и электронной микроскопии, измерением микротвердости. Получены следующие результаты.

Известно [4], что пластическая деформация в магнии реализуется скольжением в определенных атомных плоскостях. Первичная система скольжения включает в себя базисную плоскость с индексами (0001), вторичная – призматическую плоскость с индексами  $(10\overline{10})$ , деформация в обеих плоскостях осуществляется по направлению  $<11\overline{20}>$ . К иным системам скольжения относится пирамидальная плоскость с индексами  $(10\overline{11})$ , деформация в которой также развивается по направлению

 $<11\overline{2}0>$ .

Оказалось, что в интервале исследованных температур, максимальный уровень значений микродеформаций, плотности дислокаций, а также микротвердости достигаются в базисной плоскости. Данное обстоятельство, а также результаты оптической и электронной микроскопии позволяют рассматривать ее как преимущественную плоскость скольжения при указанных условиях деформации, что явилось несколько неожиданным, поскольку пластическая деформация реализуемая в первичной системе скольжения обычно характерна процессам протекающим при комнатной температуре.

В целом, проведенные исследования позволяют указать на следующие закономерности пластической деформации в магниевом сплаве AZ31.

1. Пластическая деформация осуществляется за счет множественного скольжения дислокаций преимущественно в базисных плоскостях кристаллической решетки материала.

2. Фрагментация структуры сплава при температурах 150 и 200°С представляет собой диссипацию накопленных в процессе деформации внутренних напряжений и сопровождается формирования большеугловых границ. Измельчение структуры можно рассматривать как результат вынужденной пластической аккомодации зерен по отношению к источникам внешних и внутренних напряжений.

3. Наиболее мелкодисперсная структура (блоки, кристаллиты) получается после деформации при температуре прохода 200° С.

На основании проведенных исследований представляется, что РКУП деформация при 200° С окажется оптимальной для получения мелкодисперсной структуры с высокими параметрами сорбции водорода.

Авторы благодарны РФФИ за финансовую поддержку исследований в рамках российско-французского проекта PICS, грант № 07-08-92168- НЦНИ-а.

# Список литературы

- P. de Rango, A. Chaise, J. Charbonnier, D. Fruchart, M. Jehan, Ph. Marty, S. Miraglia, S. Rivoirard and N. Skryabina, Nanostructured magnesium hydride for pilot tank development// Journal of Alloys and Compounds, 446(2007)52–5
- K.B. Gerasimov, I.G. Konstanchuk, J.-L. Bobet "Hysteresis" in interaction of nanocrystalline magnesium with hydrogen// International Journal of Hydrogen Energy, 34 (2009) 1916 – 1921.
- 3. Валиев Р. З., Александров И. В. Объемные наноструктурные металлические материалы. М.: ИКЦ "Академкнига", 2007. 398 с.
- 4. Черняева Т. П., Грицина В. М. Характеристики ГПУ-металлов, определяющие их поведение при механическом, термическом и радиационном воздействии // Вопросы атомной науки и техники. 2008. Вып. 2. С. 15–27.

# СОПОСТАВИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КИНЕТИКИ ИПД И СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ

Метлов Л. С.<sup>1</sup>, Мышляев М. М.<sup>2</sup>, Пашинская Е. Г.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, Донецк, Украина, <u>lsmet@kinetic.ac.donetsk.ua</u>

<sup>2</sup>Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

Теория сверхпластической развивается многими школами Украины, России и другими. В одном из направлений рассматривается роликовый механизм сверхпластической, когда зерна, подобно роликам, вращаются все в одном и том же направлении в процессе деформирования [1]. Существует концепция сверхпластической деформации, основанная на представлениях о полосах кооперативного зернограничного скольжения (ПКЗГС) [2]. В работах [3, 4] описание базируется из представлений о локальном плавлении границ зерен. Для алюминиевых сплавов эффект локального плавления связывается с сегрегацией на межкристаллитных и межфазных границах магния, кремния и некоторых других элементов, что предопределяет смещение точки солидуса. Эта концепция может быть естественно дополнена концепцией плавления сдвига, которая развивается одним из авторов в [5]. В основу термодинамической теории сверхпластичности заложена «потенциальная» функция, которая является аналогом свободной энергии в теории фазовых превращений 2-го рода [6]. При этом уравнение состояния записано в конечной форме и дополнено кинетическим уравнением для управляющего параметру и внутренних параметров состояния. В теории сверхпластичности, основанной на концепции кооперативного движения дефектов и перестраиваемого потенциального рельефа, главное внимание уделяется структурному аспекту, в то время как вопрос о выработке теплоты и энтропии внутренними источниками, не рассматривается [7].

Ранее между ИПД и сверхпластической было отмечено ряд аналогий [8]. Действительно, в процессе ИПД достигается предельная структура зерен, после чего материал можно подвергать дальнейшей пластической деформации без разрушения, которая может достигать 1000–2000 % и больше. В то же время, с ростом количества циклов наблюдается деградация структуры материала, которая может ассоциироваться с его разрушением. Сверхпластические материалы также можно деформировать к большим степеням, после чего они макроскопически разрушаются. Можно вести речь о времени жизни материала до разрушения как в случае ИПД, так и в случае сверхпластической деформации, подобно времени жизни в теории Журкова [9].

Можно допустить, что деградация материала при ИПД и макроскопическое разрушение в случае сверхпластической происходит в случае накопления в процессе деформирования некоторого дефекта структуры. Это могут быть микротрещины при ИПД и дефекты границ зерен в случае сверхпластической деформации, например, дислокации ориентационного несоответствия, скользящие делокализованные дислокации и стыковые дисклинации [10]. Систему кинетических уравнений для общего случая можно записать в виде:

$$\frac{\partial s_l}{\partial t} = \gamma_{s_l} \left( \frac{\partial u}{\partial s_l} - T_l \right), \qquad \qquad \frac{\partial h_l}{\partial t} = \gamma_{h_l} \left( \frac{\partial u}{\partial h_l} - \varphi_l \right), \tag{1}$$

где  $s_l$ ,  $T_l$  – неравновесная энтропия, возникающая в результате переходных динамических процессов при генерации дефектов *l*-типа и температура,  $h_l$ ,  $\phi_l$  – плотность дефектов *l*-типа и их средняя энергия,  $\gamma_{sl}$  и  $\gamma_{hl}$  – кинетические коэффициенты. Ин-

декс l меняется от 1 до N, где N – число типов дефектов. В простейшем случае N =1 для плотности дефектов будем иметь только одно уравнение:

$$\frac{\partial h_d}{\partial t} = \gamma_d \varphi_{0d} \tag{2}$$

Здесь также оставлен только вклад, учитывающий генерацию дефекта (система не успевает релаксировать). Кроме того, температурная зависимость коэффициента  $\varphi_{0d}$  учтена в квадратичном приближении

$$\varphi_{0d} = A - BT + CT^2 = C\left(\left(T - T_{SP}\right)^2 + T_{\max}^2\right),$$
(3)  
$$T_{\max} = \sqrt{A - \frac{B^2}{4C}}.$$

где  $T_{SP} = \frac{B}{2C}$   $T_{\text{max}} = \sqrt{A - \frac{B^2}{4C}}$ .

Интегрируя (2), время жизни образца, который подвергается деформированию, определим из условия, что образец разрушается, когда плотность дефектов достигает критического значения:

$$t = \frac{1}{C\left(\left(T - T_{SP}\right)^2 + T_{\max}^2\right)} \int_0^{h_d^{cr}} dt = \frac{h_d^{cr}}{C\left(\left(T - T_{SP}\right)^2 + T_{\max}^2\right)},$$
(4)



**Рис. 1.** Зависимость необратимой деформации от температуры: *a* – Al (99,999%); *б* – Al (99,5%); *в* – дюралюминий, *г* – теоретическая кривая согласно (4). Стрелками показано то, что пластичность не исчерпана

Более точно кинетику процесса деформирования твердого тела в режиме ИПД и сверхпластичности можно описать в двухуровневом приближении N = 2. Причем, границы зерен являются одним из дефектов, общим для обоих случаев, а второй дефект, дефект более глубокого структурного уровня, может быть разным в каждом случае. Например, в случае ИПД это могут быть дислокации. Поскольку в процессе ИПД имеет место измельчение зерен, а в случае сверхпластической деформации происходит их укрупнение, то оба процесса могут быть описаны одной и той же системой уравнений (1), если положить, что в первом случае равновесное значение  $\varphi_l$  лежит в области высокой дефектности, а во втором – в области низкой дефектности.

Для иллюстрации рассмотрим численный пример в зависимости от вариации эффективной равновесной энергии границы зерна  $\varphi_g$ . На рис. 2 выведена корреляционная зависимость между упругой деформацией  $\varepsilon_{ij}^e$  (умноженная на модуль сдвига эта величина совпадает с пределом пластического течения) и плотностью границ зерен  $h_g$  (величина обратная к среднему размеру зерна), то есть, фактически, кривая упрочнения.

При малых значениях  $\varphi_g$ , что соответствует случаю ИПД, на начальной стадии деформации, плотность границ зерен уменьшается вследствие низкой начальной плотности дефектов более глубокого структурного уровня  $h_d$  (верхняя часть кривой 1, рис. 2), затем она снова повышается. Именно эта растущая часть (нижняя часть кривой 1) может сопоставляться с аналогичной кривой упрочнения типичной для ИПД. При больших значениях  $\varphi_g$ , что соответствует случаю сверхпластичности, плотность границ зерен все время уменьшается (кривая 6). Кривая 3 является пограничной между деформированием в режиме ИПД и сверхпластичности. Материал же упрочняется во всех рассмотренных случаях (см. абсолютную величину упругой деформации  $\varepsilon_{ii}^e$ ).



**Рис. 2.** Зависимость упрочнения материала от плотности границ зерен при разных значениях эффективной энергии границ зерен φ<sub>φ</sub>.

Работа выполнена при поддержке русско-украинского проекта № Ф 28/443-2009 РФФД и ДФФД.

#### Список литературы

- 1. Paidar V., Takeuchi S. // J. Phys. III. 1991. Vol. 1. P. 957-966.
- Пшеничнюк А.И., Кайбышев О.А., Астанин В.В. // ФТТ. 1997. Т. 39 № 12. С. 2179– 2185.
- 3. Перевезенцев В.Н., Свирина Ю.В. // ЖТФ. 1998. Т. 68, вып. 12. С. 38–42.
- 4. Перевезенцев В.Н., Свирина Ю.В., Угольников А.Ю. // ЖТФ. 2002. Т. 72, вып. 4. С. 11–14.
- 5. Metlov L.S., Khomenko A.V., Lyashenko I.A. // http://arxiv.org/abs/cond-mat/0903.5031.
- 6. Рудаев Я.И, Китаева Д.А. // Вестник СумГУ, естественнонаучная серия. 2005. № 3(37). С. 72–78.
- 7. Олемской А.И., Хоменко. А.В. // Успехи физики металлов. 2001. Т. 2. С. 189–263.
- 8. Мышляев М.М., Метлов Л.С. // Тезисы международной конференции «Мезоскопические явления в твердых телах», Донецк, 2007. С. 76.
- 9. Метлов Л.С., Мышляев М.М., Пашинская Е.Г. // Тезисы международной конференции «Высокие давления-2008. Фундаментальные и прикладные аспекты», Судак, 2008. С. 99.
- Чувильдее В.Н. Пирожникова О.Э., Нохрин А.В., Мышляев М.М. // ФТТ. 2007. Т. 49 № 4. – С. 650-656.

## СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ, ДЕФОРМИРОВАННЫХ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

### Пилюгин В. П., Солодова И. Л., Панфилов П. Е.\*, Брытков Д. А.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия \*Уральский государственный университет, Екатеринбург, Россия pilyugin@imp.uran.ru

Исследовано влияние высокого давления и большой деформации на структурные превращения, кинетические свойства и характер разрушения тугоплавких 3*d*-5*d* - металлов с различным типом кристаллической решетки.

Известно, что высокое давление пластифицирует материалы [1-5], позволяя получать деформационные высоко дефектные состояния, что оказывает влияние на структурно чувствительные свойства: фазовую стабильность, прочность, характер разрушения, тепло- и электропроводность и т.д.

Тугоплавкие 3d, 4d- и 5d- металлы обладают высокими значениями энергий связи, упругих модулей, напряжений течения, коэффициентами деформационного упрочнения и, как правило, низким ресурсом пластичности. В жестких схемах испытания с отрицательной или малой гидростатической компонентой относительное удлинение и относительное уширение для тугоплавких металлов, таких как тантал, монокристаллический иридий и вольфрам, составляет:  $\delta_{Ta} = 30\%$ ,  $\Psi_{Ta} = 75\%$ ,  $\delta_{Ir} = 6$ -10%,  $\Psi_{Ir} = 10-15\%$ ,  $\delta_W = 0.6\%$ ,  $\Psi_W = 0\%$ . Их значительная деформация без разрушения требует высоких температур ( $T_{\text{деф.}} > 0,8 T_{\text{пласт.}}$ ), или при  $T_{\text{деф.}} = 300$  К необходима мягкая схема деформирования с высокой составляющей гидростатического сжатия – не ниже 0,03-0,10 от модуля объемного сжатия *К* или 0,10-0,30 от модуля сдвига *G*. Для деформации тугоплавких металлов это давление должно иметь значение не ниже 10-15 ГПа. Из всех методов статического деформирования давление такой величины достижимо только в безальтернативном по предельным величинам деформации методе сдвига на наковальнях Бриджмена. Давления таких величин и существенно более высокие достижимы также в ударно-волновых методах обработки, но эти методы имеют ограничение по степени макродеформации. Кроме того, в них трудно контролировать нагрев материала при адиабатическом сжатии и высокоскоростной деформации.

В данной работе использованы сверхтвердые пуансоны из ВК-6 и кубического нитрида бора с-BN с диаметром рабочих площадок 5 мм и 3 мм соответственно. Исследованы дисковые образцы тугоплавких металлов (V, Nb, Cr, Ta, Mo, W, Re, Ir) толщиной 0,10-0,35 мм и диаметром, соответствующим рабочим площадкам наковален. Установлено, что давление в диапазоне 10-20 ГПа позволяет деформировать хрупкие металлы на большие степени, а деформационные структурные изменения оказывают существенное влияние на их кинетические и механические свойства. Определены величины давления пластифицирования металлов  $P_{\text{пласт.}} = F/S$ , по достижению которых или выше происходит деформирование на значительные величины без образования трещин в рабочей области образцов. Здесь F – сила сжатия наковален гидропрессом, S – площадь рабочих площадок пуансонов. Под значительными величинами подразумеваются такие степени истинной деформации, при которых в металлах происходит формирование структур из однородных разориентированных на большие углы нанокристаллитов размером менее 50-100 нм. Для этого необходима деформация в 4-6 единиц, что соответствует 1–5 полным оборотам пуансонов. В таблице приведены значения давлений, по достижении которых и выше тонкие

277

дисковые образцы исследуемых металлов были продеформированы поворотом наковален и разгружены до атмосферного давления без появления трещин в рабочей зоне.

Металл	Модуль объемного сжатия <i>К</i> , ГПа	Модуль сдвига <i>G</i> , ГПа	Микро- твердость исходная, МПа	Микротвердость, после большой деформации, МПа	Давление, необходимое для деформирования без разрушения Р <sub>пласт.</sub> , ГПа
V	139,42	47,3	650	3250*	8,0±0,5
Nb	144,2	37,5	836	4430*	7,5±0,5
Та	201,9	70	2310	7920	11±1
Cr	-	110	1420	4100	12±1
Мо	253,1	120	2020	7650	14±2
W	300,09	125-155	3480	15400	16±2
Re	475	_	2500	12400	16±2
Ir	649	209-220	1960	15100	15±2

Таблица. Механические свойства и давление пластификации тугоплавких металлов.

\* Деформация при 80 К.



**Рис. 1.** Трещина в периферийной области образца вольфрама,  $P = 10 \Gamma \Pi a$ , × 200.

трещин наблюдается только в периферийной части образцов хрупких металлов (хром, молибден, вольфрам, иридий), где давление ниже среднего квазигидростатического. Как правило, образование периферийных трещин происходит при декомпрессии, и их образование при снижении давления регистрируется по акустической эмиссии, а после извлечения образцов из камеры – визуально и металлографически (рис. 1). Деформация при  $P_{\text{деф.}} < P_{\text{пласт.}}$  приводит к появленных к центру образцов и приводящих к их распаду

При  $P_{\text{деф.}} > P_{\text{пласт.}}$  образование

на отдельные части.

Большая деформация свыше 3-4 единиц вызывает фрагментацию структуры моно- и крупнокристаллических металлов. Для иридия, рения и вольфрама средний размер кристаллитов составляет не более 20–30 нм (рис. 2) [6].

Высокая объемная доля межкристаллитных составляющих наноструктурированных деформацией металлов приводит к росту электросопротивления и снижению тепло- и температуропроводности. Например, измерение температуропроводности исходного и нанокристал-лического ниобия  $a_{Nb}$  в диапазоне температур 850–2400 К показало, что после сильной деформации этот параметр снижается в 2 раза от 30 до 15 ( $M^2c^{-1}$ ) при 1000 К. При этом меняется характер зависимости температуропроводности от температуры  $a_{Nb} = a_{Nb}$  (*T*). Следует отметить, что качественно вид зависимости  $a_{Nb} = a_{Nb}$  (*T*) нанокристаллического ниобия приближается к виду зависимости температуропроводности ниобия в расплавленном (жидком) состоянии. Этот эффект можно объяснить тем, что заметная (до 20-40%) доля атомов находится в межкристаллитных областях материала, в границах, тройных стыках и ядрах приграничных дислокаций кристаллитов [7], что предположительно отвечает «газожидкоподобному» положению атомов.



Рис. 2. Микроструктура и электронная микродифракция иридия: a – исходное состояние;  $\delta$  – нанокристаллическое состояние после деформации  $\varepsilon = 5$  при P = 15 ГПа, т.п. в рефлексе (111).

После нескольких циклов измерений температуропроводности ниобия  $\mathbf{a}_{Nb}$  во время быстрых циклов нагрева (до 2400 К, 1800 К, 1200 К) и охлаждения до 900 К максимальным числом до 20, в результате протекания релаксационных процессов, ее значения возрастают до 24 (м<sup>2</sup>с<sup>-1</sup>).

Работа выполнена при поддержке проекта президиума РАН 09-П-2-1019.

## Список литературы

- 1. Bridgmen P.W. // Phys. Rew. 1935. 48 (15). P. 825-847.
- 2. Береснев Б.И., Езерский К.И., Трушин Е.В. Физические основы и практическое применение гидроэкструзии. М. Наука. 1981. 240 с.
- 3. Белошенко В.А., Варюхин В.Н., Спусканюк В.З. Теория и практика гидроэкструзии. Киев. Наукова Думка. 2007. 247 с.
- 4. Борисов А.Б., Фейгин В.А., Шматов В.Т. // ФММ. 1980. **50** (6). С. 1304-1311.
- 5. Борисов А.Б., Киселев В.В., Фейгин В.А., Шматов В.Т. // Физика и техника высоких давлений. 1981. № 5. С. 51-53.
- Panfilov P., Yermakov A., Antonova O., Pilyugin V. // Platinum Metals Rew. 2009. 53 (3). P. 138-146.
- 7. Глезер А.М. // Деформация и разрушение материалов. 2006. № 2. С. 10-14.

# ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНО-ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ НА КИНЕТИКУ ДИНАМИЧЕСКОГО РАЗУПРОЧНЕНИЯ АУСТЕНИТНОГО СПЛАВА

# Коджаспиров Г. Е., Рудской А. И., Терентьев М. И., Коджаспиров В. Е.

Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет

Исследовано влияние температурно-деформационных параметров на кинетику процессов упрочнения-разупрочнения при горячей обработке давлением аустенитного жаропрочного сплава.

Деформацию на пластометре проводили в интервале температур 960–1080<sup>0</sup>С при деформации 0,3 – 0,7. Наряду с построением кривой напряжение-деформация оценивали степень динамической рекристаллизации структуры с помощью специальной диаграммы. Анализ диаграммы показывает, что кинетика рекристаллизации соответствует типичной кинетике, наблюдающейся в различных сплавах при реализации горячей пластической деформации. Исследованный сплав имеет температурно-деформационную зону, где нет видимой рекристаллизации, зону, где она начинается и развивается и зону, где структура полностью рекристаллизована. Характер кривых напряжения течения при этом в целом соответствует кинетике динамической рекристаллизации.

Процесс разупрочнения, однако, имеет свои особенности. Так, при всех исследованных температурах и при увеличении степени деформации имеет место непрерывное уменьшение величины напряжения течения (без инкубационного периода) после достижения максимума, в то время как рекристаллизация не всегда была обнаружена. Такое поведение естественно связать с протеканием явления динамического возврата, предшествующего явлению рекристаллизации.

Скорость развития процессов разупрочнения возрастает по мере увеличения температуры и степени деформации, что сопровождается снижением величины напряжения течения. Влияние динамической рекристаллизации при этом больше, чем динамического возврата.

Анализ размера зерен свидетельствует о том, что по мере развития рекристаллизации размер нерекристаллизованных зерен уменьшается.

Результаты исследований позволяют управлять структурой и, соответственно, свойствами исследуемого сплава при реализации горячей обработки давлением.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЛУАТАЦИОННОЙ НАГРУЖЕННОСТИ ПРИ ИСПЫТАНИЯХ НА УСТАЛОСТЬ УЗЛОВ РАМНЫХ МЕТАЛЛОКОНСТРУКЦИЙ

#### Попович П., Сташкив Н.

## Тернопольский национальный технический университет, Тернополь, Украина, <u>PPopovich@ukr.net</u>

При определении характеристик усталостного разрушения несущих систем, целесообразно проводить испытания их натурных или масштабных моделей, узлов, лимитирующих долговечность всего объекта. Испытания на усталость должны вызывать разрушения металлоконструкций в качественном и количественном соответствии с эксплуатационными, что обеспечивается на этапе подготовки расчетом и реализацией соотношений соответствующих параметров стенда (установки) для проведения опытов и геометрии испытуемых узлов. Для приближения стендовой нагрузки к эксплуатационной предлагается моделирование соединения металлоконструкций, изготовленных из закрытых тонкостенных профилей с учетом особенностей стесненного кручения как функции внешней эксплуатационной нагрузки.

Конкретно, предлагается модель натурного узла, состоящего с пересекающихся брусьев, которые изготовленные с квадратных тонкостенных труб, причем с сохранением геометрических размеров, соответствующих элементам реальной металло-конструкции и технологии их соединения. Для обеспечения условий стесненного

кручения, и как следствие - сложной пространственной деформации, которые отвечают реальным условиям эксплуатации, консоль выполнена с тонкостенной трубы. Максимальные напряжения определяются путем тензометрирования, их соотношение с напряжениями в пересечении модели контролируется тензодатчиками.

Составлены с помощью функций влияния общие уравнения

$$B_{0} = \frac{M(kl + k(L-l)ch(kL) - kLch(k(L-l)) + sh(kl) - sh(kL) + sh(k(L-l)))}{k(2 - 2ch(kL) + kLsh(kL))}$$
$$M_{0} = \frac{M\left[sh\left(\frac{kL}{2}\right) - sh\left(k\left(l - \frac{L}{2}\right)\right) - k\left(L - l\right) \cdot ch\left(\frac{kL}{2}\right)\right]}{kL \cdot ch\left(\frac{kL}{2}\right) - 2sh\left(\frac{kL}{2}\right)}$$

Неизвестный бимомент  $B_L$  и напряжения σ определяются зависимостями

$$B_{L} = B_{0} \cdot ch(kL) + M_{0} \cdot \frac{sh(kL)}{k} + M \cdot \frac{sh(k(L-l))}{k}$$
$$\sigma = E \cdot \varepsilon = E \frac{\partial \omega}{\partial z} = E \cdot \varpi \cdot f'(z)$$

Система уравнений, которая описывает НДС указанного тонкостенного стержня,

$$\begin{cases} \alpha_{Y} \cdot \int_{F} x^{2} dF - \alpha_{X} \cdot \int_{F} yx dF + \beta \cdot \int_{F} zx dF + \int_{F} \omega_{0} x dF = 0\\ \alpha_{Y} \cdot \int_{F} xy dF - \alpha_{X} \cdot \int_{F} y^{2} dF + \beta \cdot \int_{F} zy dF + \int_{F} \omega_{0} y dF = 0\\ \alpha_{Y} \cdot \int_{F} xz dF - \alpha_{X} \cdot \int_{F} yz dF - \beta \cdot \int_{F} z^{2} dF + \int_{F} \omega_{0} z dF = 0 \end{cases}$$

Следовательно, для реализации в условиях стендовых испытаний нагрузки, адекватной эксплуатационной, необходимо обеспечить параметры которые определяются из указанных зависимостей.

## Список литературы.

- 1. Власов В. Тонкостенные упругие стержни.-М.: Физматгиз, 1959. -408 с.
- Бычков Д.В. Строительная механика стержневых тонкостенных конструкций. М.: Госстройиздат, 1962. – 472с.
- Расчеты на прочность в машиностроении. Справочник: В 3 х томах. Т.1 /под редакторши С.Д. Пономарева. – М.: Гос. науч. – техн. издат. машиностроительной литературы, 1956. – 884 с.

## РОЛЬ ВСЕСТОРОННЕГО СЖАТИЯ ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ ЖЕЛЕЗА В КРИОГЕННЫХ УСЛОВИЯХ

## Замлер Е. Г., Оковит В. С., Хаймович П. А.

# Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт" Украина, г.Харьков, pavel.41@bk.ru

Пластическое деформирование металлов при всестороннем сжатии в условиях глубокого охлаждения – барокриодеформирование (БКД) – приводит к формированию в металле высокодисперсной однородной структуры, обеспечивающей материалу повышенные физико-механические характеристики [1]. Достаточно ярко упрочняющая роль БКД проявлялась на металлах с ГЦК решеткой – меди, никеле [2,3], а также нержавеющих сталях типа Х18Н10Т, также имеющих ГЦК решетку в исходном состоянии [4,5]. В последнее время получены данные по влиянию БКД на свойства металлов с ГПУ решеткой – гафния, циркония, титана [6,7]. В то же время до настоящего времени нет данных о поведении при криодеформировании под давлением такого металла с ОЦК решеткой, как железо. Характерной его особенностью является большая зависимость от концентрации и характера распределения в нем углерода. Поэтому начальные исследования проведены на относительно чистом железе (99,95%) и углеродистой стали У7 (0,7% С). Наблюдаемый прирост механических характеристик практически не уступает результатам, имевшим место на других металлах, причем термическая стабильность упрочненного состояния выше, чем у металлов с ГЦК решеткой. Существенной особенностью железа с небольшим (до 0,05%) содержанием углерода оказалась способность претерпевать при однократном деформировании значительно большую деформацию, чем большинство из ранее исследованных металлов и сплавов при сравнимом и даже существенно превосходящем уровне напряжения течения, реализуемом при осуществлении БКД. Продолжить исследования предполагается на железе с малыми концентрациями углерода, уделив внимание изучению связи структуры, получаемой при криодеформировании в условиях всестороннего сжатия, с магнитными характеристиками металла.

- 1. П.А.Хаймович. На пути к барокриодеформированию. В кн. Перспективные материалы, т.3, ТГУ, МИСиС, 2009, с. 363-406.
- 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.
- И.А. Гиндин, Я.Д.Стародубов, П.А.Хаймович. Особенности пластической деформации никеля при квазигидроэкструзии в диапазоне температур 20-300К. Металлофизика, 1988, т.10, с.97-101.
- 4. Хаймович П.А. Способ обработки нержавеющей стали аустенитного класса. Патент Украины №79726, 2007.
- 5. А.В.Мац, П.А.Хаймович. Барокриодеформирование стали X18H10T. ФТВД, 2009, т.19, №1, с.69-77.
- В.С.Оковит, М.Б.Лазарева, П.А.Хаймович, Л.А.Чиркина, А.С.Булатов, В.В.Калиновский, В.И.Соколенко, К.В.Ковтун, В.Ф.Долженко, Р.В.Ажажа. Влияние криодеформирования при всестороннем сжатии на физико-механические свойства гафния в области 77-800 К. Вестник ХНУ, Серия: Физика, №794, вып.1/37, 2008, с.63-68.
- Е. Табачникова, А. Подольский, С. Смирнов, М. Бидыло, В. Бенгус, В. Нацик, М.Тихоновский, П. Хаймович, И. Борисова, Н. Даниленко, С. Фирстов, И. Александров, В. Латыш. Низкотемпературные механические характеристики Ті Grade 2, полученного разными способами интенсивной пластической деформации. «Физические явления в твердых телах», Харьков, ХНУ, 11-14 декабря, 2007, с.88.

# ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ ЗОНЫ СВАРНОГО ШВА В СОЕДИНЕНИИ ТІ-СТАЛЬ, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ВЗРЫВА

#### Антонова О. В., Ширинкина И. Г., Бесшабашников Ю. П. \*

ИФМ УРО РАН, \* ПО «Химмаш» olga@imp.uran.ru

Очевидно, что оптимальное сочетание технологических, кинематических и физических параметров определяет успешное использование сварки взрывом. Наименее изученными являются процессы, которые ответственны за реализацию связи соединяемых поверхностей. Существенный вклад в понимание этого вопроса может внести исследование тонкой микроструктуры зоны сварного шва методами электронной микроскопии.

Применение взрыва для получения соединения стали с титаном известно давно, но до настоящего времени производственники сталкиваются с рядом проблем, отвечающих за качество сварного шва. В настоящей были использованы сталь марки 09Г2С и титан марки ВТ1-0. При этом сварку осуществляли на полигоне с целью получения массивного образца, плакирующей пластиной являлся титан ВТ1-0, плакируемой – сталь марки 09Г2С. По результатам расчета соударения титановой и стальной пластин скорость детонации заряда ВВ D = 2500м/сек, исходный угол зазора между свариваемыми материалами  $y = 12,2^{\circ}$  и рабочее давление *P*-1497Мпа.

В качестве структурных методов исследования применялись: оптическая металлография, рентгеноструктурный анализ, выполнен на дифрактометре "RIGAKU" в монохроматизированном Cu- $K_{\alpha}$  излучении, анализ микроструктуры в зоне сварного шва осуществляли методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на микроскопе JEM200Cx.

Металлографические исследования (рис.1) показали, что сварной шов практически по всей своей длине имеет правильную синусоидальную форму с малой амплитудой (~100µm) и лишь в отдельных местах можно наблюдать следы массопереноса одного материала в другой (выделено на рис.1 окружностью). При этом видно, как различается поведение микроструктуры обоих материалов в зоне шва. Особенно следует подчеркнуть "ламинарный поток" микроструктуры стали вблизи сварного шва, который подобен поведению вязкой жидкости.



Рис.1. Оптическая металлография микроструктуры сварного соединения титан-сталь

В сечении параллельном сварному шву микроструктура стали наблюдается в виде разнозернистых зерен, вытянутой формы между гребнями волны, с размером ~90–100µm и на границе с гребнем этот размер уменьшается на порядок. Микроструктура титана металлографически выявляется в виде хаотически расположенной пластинчатой структуры, которая отличается лишь по существенно меньшему масштабу в зоне шва по сравнению с остальным объемом титановой пластины.

Рентгеноструктурный анализ использовался для определения фазового состава в зоне сварного соединения. Съемка дифрактограмм происходила с образца толщиной 0.23 мм, который включал в себя сварной шов как со стороны титановой пластины и со стороны стали 09ГС, так и с торца образца. Ширина наблюдаемых пиков свидетельствует о небольшом наклепе исходных материалов, что очевидно связано с проведенным после сварки отжигом ( $380^{\circ}$ ,3 час) для понижения уровня внутренних напряжений. Во всех трех случаях были обнаружены пики только  $\alpha$ - Ті (ГПУ) и  $\alpha$  Fe (ОЦК) фаз. Расчетные значения параметров и межплоскостных расстояний хорошо соответствуют табличным значениям). Таким образом, анализ полученных спектров показал, что фазовый состав не изменился после воздействия взрывной ударной волны.

Электронномикроскопические исследования (ТЭМ) проводились на фольгах, приготовленных таким образом, что сохранялась структура титановой и стальной пластин около гребней сварного шва. Основной характеристикой наблюдаемых структур является большое разнообразие в морфологии наблюдаемой микроструктуры и высокая плотность дефектов: несовершенные границы зерен и субзерен, высокая плотность дислокаций, достигающая уровня не разрешаемых при используемых увеличениях (~100тыс) отдельных дислокаций (рис.2).Все эти особенности отличают материалы, претерпевшие интенсивную пластическую деформацию.



Рис. 2. Микроструктура титановой пластины: светлопольное изображение (СП) фрагментированной структуры; электронограмма с СП с выделенными сечениями обратной решетки титана; темнопольный снимок с выделенной окружностью участка кольца отражений на микродифракции (МД).

Идентификацию фаз по электронограммам проводили в предположении, что при ударно-волновом воздействии возможно образование нескольких, в том числе неравновесных фаз: модификации титана – $\beta$  (ОЦК),  $\omega$  (ГУ); интерметаллиды TiFe (ОЦК, B2), TiFe2 (ГПУ, тип C14), TiFe3 (DO<sub>22</sub>), Ti<sub>2</sub>Fe (ГЦК) и Ti<sub>4</sub>Fe<sub>2</sub>O (ГЦК) [1]. На приведенной МД, практически, все яркие рефлексы принадлежат  $\alpha$ -Ti, и выделеные сечения обратной решетки с осями зон <-32-2>, <-43-2> и <-22-5> разориентированны относительно друг друга на 7, 35, 38°, соответственно. Ряд кольцевых отражений наилучшим образом отвечают интерметаллиду Ti<sub>4</sub>Fe<sub>2</sub>O. На темнопольных снимках в выделенной части дифракционного кольца выявляются их мелкодисперсные выделения. При смещении вдоль гребня волны на расстояние ~15мкм можно наблюдать уже другой тип морфологии BT1-0: полосовая структура сильно фрагментированная по своей длине, границы ее искривлены, меняется направление полос вплоть до взаимно перпендикулярного. В результате воздействия взрывной ударной волны пластическая деформация приводит также к образованию ячеистой

структуры с высокоугловыми разориентировками (кольцевой тип микродифракции ), при этом отдельные кристаллиты по размеру составляют ~ 150–200нм.

В соответствии с ТЭМ изучением микроструктуры стали (а –Fe) в пределах границы ее контакта с гребнем волны, можно отметить как и в случае титановой пластины общий вид структуры соответствует микроструктуре после ИПД, несмотря на проведенный отжиг при 380°С. Наиболее типичной является ячеистая микроструктура, в которой отдельные ячейки приобретают характер зерен:на МД наблюдается кольцевое расположение рефлексов, указывающее на высокоугловые ра-Темнопольные снимки позволили выявить мелкие, равноосные зориентировки. кристаллиты, размер которых 100-600нм. Рядом с этой микроструктурой сформировалась полосовая с нечеткими границами и значительной фрагментированностью по своей длине. Расчет разориентировок указывает, что образование полосовой структуры происходило наиболее вероятно в результате поворотных мод деформации при воздействии ударной волны. Цементит в этой зоне стали был также обнаружен по присутствию на МД слабых отражений в виде сплошных колец (рис.а,в). При этом на темнопольных снимках в выделенной части этих колец выявляются мелкодисперсные выделения, определенные по значениям межплоскостных расстояний как Fe<sub>3</sub>C. С другой стороны в соседних областях наблюдается микроструктура с выделениями Fe<sub>3</sub>C в виде мелких пластин ориентационно связанных с матрицей, о чем свидетельствует полученная с этого участка электронограмма.

Все проанализированные примеры микроструктур зоны сварного соединения показывают свою стабильность по отношению к проведенному после сварки отжигу при 380<sup>°</sup>C.

1. Е.К. Молчанова. М., изд-во Машиностроение, 1964. 391с. Атлас диаграмм состояния титановых сплавов.

# ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКОГО СТРОИТЕЛЬНОГО МАТЕРИАЛА

#### Аджиева М. Д., Каныгина О. Н., Лелюхин А. С.

# ГОУ ВПО «Оренбургский государственный университет», г. Оренбург, Россия <u>adj.m.d@inbox.ru</u>

Грунтоблоки как строительный материал отличаются низкой себестоимостью, поскольку в качестве исходного сырья можно использовать практически любой сыпучий материал [1]. Отсутствие термической обработки делает процесс энергетически низкозатратным. Основным недостатком грунтоблоков является низкая прочность (около 3,0 МПа).

Целью данной работы являлся поиск путей повышения прочности грунтобло-ков посредством их низкотемпературной обработки.

Для выполнения экспериментального исследования из средней части монолитного стандартного грунтоблока вырезали образцы размером 95х25х25 мм<sup>3</sup>. Обжиг осуществляли в муфельной печи в воздушной атмосфере при температурах 200, 300, 400, 500, 600 °C; время выдержки - 0,25 ч. Скорость нагрева составляла 12 °C/мин. Изменение прочности оценивали по числам твердости (HR), определенных по методу Роквелла с помощью прибора ТК-214 в соответствии с ГОСТ 13407-67 при нагрузках  $P_0 = 98$  H, P = 980 H; в качестве индентора использовался стальной шарик. Контролировали изменение массы и плотности образцов до и после термообработки. Установлено, материал грунтоблоков достаточно устойчив к нагреванию. Потери массы, вероятно обусловленные уходом адсорбированной воды, не превышают 0,5%. Образцы в исходном состоянии однородны по плотности. Измеренные значения группируются относительно величины 47 HR, определяющей среднее значение твердости образцов до обжига (рис. 1, a). На рис. 1,  $\delta$  приведены значения твердости после обжигов при различных температурах.



**Рис. 1.** Твердость грунтоблоков до обжига (a) и после обжига (b).

После обжига наблюдается существенное увеличение твердости – на 20%. Причем эффект повышения твердости практически не зависит от температуры обжига. Известно, что в рассматриваемом интервале температур в системе кремний – кислород не наблюдается фазовых превращений, поэтому повышение прочности может быть связано с мезоструктурными изменениями, в частности, с перераспределением плотности в материале. Согласно результатам рентгенофазового анализа, основной кристаллической фазой в грунтоблоке является низкотемпературный кварц. Значительная доля материала (более 10%) представлена аморфными фазами. Диссипация небольшого количества энергии, получаемой при температурном воздействии, может осуществляться за счет переориентировки слабо связанных элементов структуры, в частности, фрагментов кристаллитов или минимальных кристаллов, «миков» [2]. Наличие таких процессов может сказаться на перераспределении плотности в мезо- и микрообъемах (в пределах мм<sup>2</sup>).

Для подтверждения этой гипотезы были проведены исследования мезоструктуры грунтоблоков с помощью метода визуализации плотностных градиентов в керамическом материале [3]. Критериями оценки изменений плотности являлся анализ коэффициентов пропускания рентгеновского излучения исходных образцов и образцов, подвергшихся температурным воздействиям.

Были получены рентгеновские снимки одновременно всех образцов при различных напряжениях на рентгеновской трубке. Яркостной сигнал, считанный по рентгеновскому изображению, рассчитывался как среднее значение сигнала по площади образца. Величина яркостного сигнала определяется эффективным атомным номером материала образцов, плотностью образцов и их толщиной в направлении просвечивания. Для выявления различий в коэффициентах пропускания образцов рассчитывался приведенный яркостной сигнал. Чем ближе значение приведенного сигнала к единице, тем выше прозрачность образцов. Результаты измерений отражены на графике рис. 2.

Видно, что прозрачность образцов резко падает (а «рентгеновская плотность» растет) после обжига при 200 °C, а затем быстро растет с увеличением температуры обжига; прозрачность образца, обожженного при температуре 200 °C, составляет 67% от прозрачности образца, обожженного при температуре 600 °C.



**Рис. 2.** Зависимость приведенного яркостного сигнала от температуры обжига. Точка 25 °C соответствует необожженному образцу.

Выявленные изменения «рентгеновской плотности» подтверждают предположение о том, что повышение твердости вызвано не химическими превращениями, а структурными изменениями в объеме образцов. Видимо, происходит разориентация расположенных вблизи пор слабосвязанных кристаллов при температуре, близкой к 200°С.

По результатам предварительных экспериментов сделан вывод о том, что оптимальным режимом упрочняющей тепловой обработки является малозатратный обжиг при температуре 200 °C. Необходимы дальнейшие исследования для исследования механизмов повышения твердости в строительных грунтоблоках при низкотемпературных обжигах.

- 1. http://www.oaodolina.ru
- Веснин Ю.И. Вторичная структура и свойства кристаллов. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1997.-102 с.
- Аджиева М.Д., Каныгина О.Н. Влияние способов формования на физико-механические свойства композиционного строительного материала // Первые Московские Чтения по проблемам прочности материалов. Тезисы докладов.- Москва, 2009.- С. 24

# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КАК РЕЗУЛЬТАТА СТРУКТУРНЫХ ПЕРЕХОДОВ В СИСТЕМЕ МИКРОСДВИГОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ

#### Соковиков М. А.

## Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия sokovikov@icmm.ru

К числу основных гипотез, объясняющих неустойчивость пластического сдвига и тесно связанное с ней явление локализации пластической деформации, относятся предположения о разупрочнении материала, обусловленном влиянием: *a*) скорости деформации; *б*) деформации; *в*) температуры, вследствие диссипации энергии; *г*) структурных изменений. Исследованию данного явления посвящен также цикл работ
по анализу устойчивости решений систем дифференциальных уравнений с использованием модельных определяющих соотношений.

Влиянию всех этих факторов посвящено значительное количество работ.

Реальные твердые тела обладают сложным структурным строением, представляют собой иерархию различных масштабных уровней [1-4]. В поликристаллах это тип кристаллической решетки и ее дефекты: точечные, дислокации, двойники, ячеистая, блочная, фрагментированная структура, зерна и их границы, нарушения сплошности и некоторые другие. Пластическая деформация осуществляется при участии дефектов всех уровней, но основными ее носителями являются дислокации и дисклинации.

Дислокации и дисклинации подготавливают процесс разрушения, при своем движении и коллективном взаимодействии перед препятствиями они создают высокие локальные перенапряжения, которые являются естественной предпосылкой для зарождения и развития микросдвигов и микротрещин – типичных дефектов мезоуровня. Субмикротрещины, микротрещины, поры, микросдвиги обнаружены в материалах самой разнообразной природы и в чрезвычайно широком диапазоне нагружения, их зарождение и рост играют существенную роль в процессах деформирования и разрушения материалов [4-8].

Так многочисленные структурные исследования процессов нагружения с различными скоростями указывают на определяющую роль в явлениях пластического деформирования согласованного поведения ансамбля этих микродефектов.

Исследование автомодельных закономерностей процесса деформирования материалов, численное моделирование областей неустойчивости пластического сдвига при высокоскоростном ударе проведено на основе уравнений [9,10], отражающих связь структурной релаксации, обусловленных коллективным поведением ансамбля микросдвигов, с механизмами локализации пластической деформации.

Показано, что автомодельный характер поведения материалов при высокоскоростном ударе, характеризующийся, начиная с определенных скоростей соударения, слабой зависимостью сопротивления от условий нагружения, является следствием кинетических переходов в ансамблях микросдвигов. Резкое падение сопротивления среды сдвиговым нагрузкам, появление областей неустойчивости пластического сдвига обусловлено особенностями согласованной ориентационной кинетики развития микросдвигов (при наличии области метастабильности), результатом которого является асимптотический характер зависимости релаксационных свойств материала от скоростей деформирования, и, соответственно, скоростей соударения.

Увеличение «глубины проникания» в область метастабильности (с повышением скорости деформации) приводит к увеличению скорости роста плотности микросдвигов и обусловленной ими скорости деформации. При достижении верхней границы области метастабильности (по напряжению) скорость деформации сдвига достигает своего максимального значения и слабо зависит от скорости соударения. Таким образом, скорость генерации микросдвигов в условиях кинетического перехода определяет при быстрой релаксации девиаторных компонент тензора напряжений. Это имеет следствием резкое падение сопротивления материала сдвиговым нагрузкам.

В рамках рассматриваемой модели проведено численное исследование распространения полос неустойчивости пластического сдвига как специфических волн пластической деформации (рис.1).

Показано, что распространение волн пластической неустойчивости является результатом ориентационно-кинетического перехода по параметру плотности микросдвигов и, как следствие, быстрого падения эффективных времен релаксации.

Установлено, что скорость распространения волн пластического сдвига сильно зависит от амплитуды нагружения, определяемой скоростью соударения.



**Рис.1.** Распространение волны пластичности по длине стержня при амплитуде импульса:  $\overline{\sigma}_0 = 0.070 \ \Delta t$  – характерное время, l – длина стержня.

Таким образом, волны пластической неустойчивости обладают признаками уединенных волн. Существенная нелинейность уравнений отражает коллективные эффекты, происходящие в ансамбле микросдвигов в условиях кинетического перехода.

Исследования, приведенные в [11], указывают на волновую природу пластической деформации. Волны пластичности могут быть описаны уравнениями, имеющими существенно нелинейный характер, позволяющий описать свойства уединенной волны, проявляющиеся при распространении пластической деформации.

Работа выполнена при частичной поддержки грантов РФФИ 09-08-99097p\_офи, 09-01-92441-КЭ\_а, 08-01-00699, 09-01-92005-ННС\_а.

#### Список литературы

- 1. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. - Новосибирск: Наука, 1985.- 229с.
- Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов.- М.: Металлургия, 1986. - 224 с.
- 3. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах. Л.: Наука, 1986. -224 с.
- 4. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. М.: Металлургия, 1984. 280 с.
- 5. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.
- Бетехтин В.И., Савельев В.Н., Петров А.И. Кинетика накопления микроскопических разрывов сплошности в процессе испытания алюминия на долговечность и ползучесть. // Физика металлов и металловедение. - 1974. - Т.38, вып.4.- С.834-842.
- 7. Бетехтин В.И., Владимиров В.И. Кинетика микро разрушения кристаллических тел // Проблемы прочности и пластичности твердых тел.- Л.: Наука, 1979.- С.142-154.
- Бетехтин В.И., Владимиров В.И., Кадомцев А.Г., Петров А.И. Пластическая деформация и разрушение кристаллических тел // Проблемы прочности. - 1979.-N7.-C.38-45; N8.-C.51-57; N9.-C.3-9.
- 9. Наймарк О.Б. Коллективные свойства ансамблей дефектов и некоторые нелинейные проблемы пластичности и разрушения // Физическая мезомеханика.- 2004.-Т.6.- С.45-72.
- 10. Соковиков М.А. Численное исследование неустойчивости пластического сдвига при высокоскоростном ударе. // Деформация и разрушение материалов N7, 2005г., С.13-17.
- 11. Панин В.Е., Зуев Л.Б., Данилов В.Е., Мних Н.М. Пластическая деформация как волновой процесс // Докл. АН СССР.- 1989.- Т.308, N6.- С.1386-1389.

# ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРЕССОВАННОЙ КЕРАМИКИ ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА

# Борисенко Е. Б., Колесников Н. Н., Шевченко С. А., Тимонина А. В., Борисенко Д. Н., Гнесин Б. А.

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия, borisenk@issp.ac.ru

Халькогениды свинца, в частности, PbTe, используются для создания термоэлектрических генераторов, инфракрасных лазеров и детекторов. Поэтому важно исследовать некоторые свойства, определяющие перспективы использования этого материала в данных приложениях, и возможность управлять этими свойствами. Имеющиеся исследования [1-4] показали, что кристаллы PbTe обладают высокой термоэлектрической эффективностью. Эта величина непосредственно связана с электропроводностью и подвижностью свободных носителей заряда. Наиболее серьезными проблемами при выращивании монокристаллов халькогенидов металлов является получение стехиометрического состава по всей длине слитка, сложность и дороговизна ростового оборудования, необходимость создания и поддержания высоких давлений инертного газа в зоне роста. В этой связи представляют интерес сравнительные исследования электрофизических свойств монокристаллов и керамики PbTe и зависимость этих свойств от условий приготовления и обработки материалов.

В данной работе были получены монокристаллы и прессованная керамика PbTe, изучены микроструктура, фазовый состав, электропроводность, эффект Холла, механические свойства и исследовано влияние различных термообработок на перечисленные характеристики.

Монокристаллы PbTe выращивали методом Бриджмена из расплава в атмосфере аргона под давлением p = 5.5 МПа при температуре в зоне плавления T = 970 °C. Кристалл вытягивали со скоростью 4.5 мм/ч. Порошок для приготовления керамического материала получали из предварительно синтезированного материала растиранием в агатовой ступке и последующим просеиванием через 40-микронное сито. Для синтеза и роста из расплава использовали Pb марки "C-0000" ГОСТ 2286-77 и Te марки "экстра" ТУ 48-05-15-028-89. Из микрокристаллического порошка изготавливали керамический материал в виде прессованных цилиндрических заготовок диаметром 10-20 мм и высотой 3-5 мм. Для механических испытаний вырезали образцы  $3x3x8 \text{ мм}^3$ , для измерений электропроводности и эдс Холла  $1.5x3x10 \text{ мм}^3$ .

Механические испытания на сжатие проводили на оборудовании Instron на воздухе при  $T_d = 25$  °C, точность измерений пределов текучести и прочности составляла 15%, предельной деформации 10%. Твердость по Виккерсу измеряли на приборе ПМТ-3 при нагрузке 50 г, точность измерений составляла 5%. Измерения электропроводности и эдс Холла проводили на установке при пропускании постоянного электрического тока  $I = 2-5 \, 10^{-2}$  А при напряженности магнитного поля H = 1.35 Тл. Из измеренных значений определяли концентрацию и подвижность свободных носителей заряда с точностью 5% и 15%, соответственно. Микроструктуру исследовали на оптическом микроскопе Neophot2. Рентгенофазовый анализ проводили на дифрактометре Siemens D500, используя излучение Fe  $K_{\alpha}$ . Полюсные фигуры (ПФ) на отражение снимали методом наклона (Шульца) на автоматизированном дифрактометре ДРОН-3, используя излучение Мо  $K_{\alpha}$ , угол наклона не превышал 60°. Отжиг в печи проводили в потоке гелия и в вакууме при давлении  $p = 1.3 \, 10^{-2}$  мбар при температуре  $T_{an} = 500$  °C в течение t = 1-3 ч. Проведенные исследования показали, что прессованная керамика состоит из зерен, имеющих бимодальное распределение по размерам (рис. 1). Преобладают зерна размерами 3 и 20 мкм. Последующий отжиг в вакууме приводит к уменьшению разнозернистости и полному ее исчезновению, после отжига в течение 3 ч преобладающий размер зерна составляет D = 30 мкм. При отжиге в гелии, помимо роста зерна наблюдается появление пластинок, объемная доля которых увеличивается с увеличением времени отжига (рис. 2). Их размер составляет несколько микрон в поперечнике и 30 мкм в длину. Рентгенофазовый анализ показал, что компактированная керамика содержит одну фазу – кубический PbTe. После отжига в вакууме материал остается однофазным, а в результате отжига в потоке гелия дополнительно появляются линии, принадлежащие фазе PbTeO<sub>3</sub>. При этом аксиальная текстура деформации <110> ослабевает в результате отжига.



**Рис. 1.** Микроструктура компактированной керамики PbTe



**Рис. 2**. Микроструктура керамики PbTe после отжига в потоке He,  $T_{an} = 500$  °C, t = 3 ч

Измерения свойств керамики и монокристаллов показали следующее. Предел текучести поликристаллической керамики в 3.5 раза выше, чем у монокристалла, вырезанного по оси <001>, и составляет 75 МПа. С увеличением времени отжига это значение уменьшается за счет процессов возврата и рекристаллизации, приближаясь к значению характерному для монокристалла. Предел прочности и микротвердость керамики и монокристалла имеют близкие значения, а предельная деформация керамики втрое выше, чем у монокристалла. Измерения электропроводности керамики показали, что ее значение в десятки раз ниже, чем у монокристалла, однако, его можно увеличить в 10-40 раз за счет отжига, причем максимальный эффект достигается за счет отжига в вакууме. После трехчасового отжига в вакууме электропроводность керамики достигает значения 250 Ом<sup>-1</sup> см<sup>-1</sup>, что лишь в 2.5 раза ниже, чем у монокристалла. В результате измерений эффекта Холла было установлено, что носителями заряда в полученных керамике и монокристаллах являются дырки. Их подвижность в монокристалле составляет 820 см<sup>2</sup>/В·с, а в керамике 20 см<sup>2</sup>/В·с. Отжиг керамики приводит к увеличению подвижности дырок в 15-20 раз. При этом нужно отметить, что подвижность дырок в керамике после отжига в вакууме на 30% выше, а концентрация дырок втрое выше, чем после отжига в гелии. Это различие, по всей вероятности связано с появлением кислородосодержащей фазы, присутствие которой может приводить к формированию потенциальных барьеров на границах зерен, что создает дополнительный механизм рассеяния носителей зарядов и вызывает уменьшение концентрации и подвижности дырок. В то же время, заметное повышение электропроводности, концентрации и подвижности дырок в керамике связано, вероятно, с увеличением совершенства микроструктуры, ростом более крупных "бездефектных" зерен, уменьшением объемной доли границ зерен.

В процессе исследований была получена плотная поликристаллическая керамика PbTe, обладающая высокой механической прочностью и пластичностью. При этом несомненными преимуществами компактированной керамики PbTe по сравнению с выращиваемыми из расплава монокристаллами является относительная простота и дешевизна изготовления и получение стабильного стехиометрического состава. Было обнаружено, что изотермический отжиг оказывает заметное влияние на электрические свойства керамики, и приводит к повышению электропроводности, концентрации и подвижности дырок до значений, позволяющих рассматривать эту керамику как пригодную к применению в ряде приложений наряду с монокристаллами.

#### Список литературы

- J.P. Heremans, V. Jovovic, E.S. Toberer, A. Saramat, K. Kurosaki, A. Charoenphakdee, S. Yamanaka, G.J. Snyder, Enhancement of Thermoelectric Efficiency in PbTe by Distortion of the Electronic Density of States, Science, 2008, v. 321, p. 554–557.
- 2. Е. И. Рогачева, И.М. Кривулькин, Температурные и концентрационные зависимости подвижности носителей заряда в твердых растворах PbTe-MnTe, Физика и техника полупроводников, 2002, т. 36, вып. 9, с. 1040—1044.
- 3. J. Martin, L. Wang, L. Chen, G.S. Nolas, Enhanced Seebeck Coefficient through Energy-Barrier Scattering in PbTe Nanocomposites, Physical Review B, 2009, v. 79, 115311-1-5.
- 4. Н.Б. Мустафаев, Г.З. Багиева, Г.А. Ахмедова, З.Ф. Агаев, Д.Ш. Абдинов, Неоднородность электрических свойств монокристаллов PbTe в направлении роста, Физика и техника полупроводников, 2009, т. 43, вып. 2, с. 149—151.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ СТАТИЧЕСКОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ СОВРЕМЕННЫХ ТРУБНЫХ СТАЛЕЙ

# Васильев А. А., <sup>1)</sup> Колбасников Н. Г., <sup>1)</sup> Соколов С. Ф., <sup>1)</sup> Соколов Д. Ф., <sup>1)</sup> Хлусова Е. И. <sup>2)</sup>

СПбГПУ, <sup>1)</sup> ЦНИИКМ «Прометей», <sup>2)</sup> С.-Петербург, РФ

Статическая рекристаллизация является одной из важных составляющих сложной эволюции микроструктуры аустенита при горячей прокатке сталей. Этот процесс в значительной мере определяет размер зерна и пластическую деформацию аустенита, накопленную к моменту начала его распада при заключительном ускоренном охлаждении проката. Поэтому экспериментальному исследованию данного вида рекристаллизации и его количественному моделированию уделяется большое внимание. Известно, что кинетика рассматриваемого процесса сильно зависит от химического состава стали. Современные трубные стали, наряду с Mn, Si, Mo и другими элементами, легируются комплексом микродобавок Nb, Ti и V. Микролегирующие элементы (МЛЭ) отличаются предельно сильным влиянием на статическую рекристаллизацию. В частности, находясь в твердом растворе, эти элементы оказывают влияние на рост рекристаллизованных зерен за счет «solute drag»–эффекта [1]. Другой существенный механизм торможения рекристаллизации обусловлен процессом преципитации карбонитридов МЛЭ (особенно Nb), индуцированной пластической деформацией аустенита. Количественные модели рекристаллизации, адекватно учитывающие эффекты легирования, продолжают разрабатываться. В настоящее время наиболее продвинутая модель, учитывающая влияние легирования различными элементами, предложена S.F.Medina [2]. Эта модель является эмпирической и базируется на результатах экспериментального исследования статической рекристаллизации, выполненного для сталей различного систематически варьируемого химсостава [2]. В данном сообщении кратко представлены результаты разработки математической модели для описания кинетики статической рекристаллизации, которая базируется на той же базе экспериментальных данных, но превосходит отмеченную модель по точности. При этом мы ограничиваемся рассмотрением условий рекристаллизации, при которых все легирующие элементы находятся в твердом растворе.

Кинетику роста доли рекристаллизованого объема, *X<sub>SRX</sub>*, будем описывать с помощью следующих уравнений:

$$X_{SRX}(t) = 1 - \exp\left[-0.693 \left(\frac{t}{t_{50}}\right)^{n}\right],$$
  
$$t_{50} = A\left(1 + \alpha_{SD}^{Mo}(T) + \alpha_{SD}^{Nb}(T) + \alpha_{SD}^{Ti}(T)\right) \varepsilon^{p} \dot{\varepsilon}^{q} D_{\gamma}^{s} \exp\left(\frac{Q_{SRX}}{RT}\right),$$
  
$$\alpha_{SD}^{X}(T) = \alpha_{X}^{0} y_{X}^{r} \exp\left(\frac{Q_{SD}^{X}}{RT}\right),$$
  
(1)

где  $t_{50}$  – время рекристаллизации половины объема;  $\varepsilon$ ;  $\dot{\varepsilon}$  – степень и скорость деформации;  $D_{\gamma}$  – размер исходного зерна аустенита;  $Q_{SRX}$  – эффективная энергия активации процесса;  $\alpha_{SD}^{X}(T)$  – параметр, определяющий вклад «solute drag» – эффекта элемента X; A; p; q; s; r;  $\alpha_{X}^{0}$ ;  $Q_{SD}^{X}$  – эмпирические параметры. Из (1) очевидно, что важнейшим параметром рассматриваемой модели является энергия активации процесса рекристаллизации,  $Q_{SRX}$ , которая, как известно, сильно зависит от химического состава. При расчете этой энергии в модели полагается:  $Q_{SRX} = 0.5 Q_{SD}$ , где  $Q_{SD}$  – энергия активации самодиффузии (ЭАСД), вычисляемая с помощью соотношения [3]:

$$Q_{SD} = Q_{SD} \left( y_C; \{ y_X \} \right) = Q_{SD}^0 + \beta_C y_C^{P_C} + \sum_X \beta_X y_X^{P_X},$$
(2)

здесь  $Q_{SD}^0$  – ЭАСД в чистом  $\gamma$  – железе;  $y_C$ ;  $y_X$  – атомные концентрации углерода и элемента замещения X (X = Mn;Si;Ni;Cr;Mo;Nb;Ti;V);  $\beta_C$ ;  $\beta_X$ ;  $p_C$ ;  $p_X$  – эмпирические параметры. Значения параметров (2), включая  $Q_{SD}^0$ , были определены на основании базы экспериментальных данных по коэффициенту самодиффузии в легированном аустените [3], полученной методом меченых атомов. Выражение (2) позволяет с высокой точностью рассчитывать ЭАСД с учетом легирования всеми практически важными элементами (рис.1).

Набор значений остальных эмпирических параметров модели рекристаллизации был рассчитан с использованием базы экспериментальных данных по кинетике процесса для 32 сталей, легированных различными количествами C; Mn; Si; Mo; V; Ti; Nb [2]. В частности, получено:  $n(T) = 2.68 \exp(-12500/RT)$ ; p = -1.94; q = -0.53; s = 0.71. Разработанная модель содержит меньшее число подгоночных эмпирических параметров, чем аналогичная модель S.F.Medina [2], но существенно (~ в 1.5 раза) ее превосходит по точности предсказания характерного времени рекристаллизации и общей кинетики процесса для всех сталей, включенных в базу калибровки (Рис.2).



**Рис.1.** Зависимости приращения энергии активации самодиффузии ( $\Delta Q_{SD}$ ) от содержания легирующих элементов в твердом растворе аустенита (*a*) и сравнение ее расчетных значений с экспериментальными данными для ряда сплавов различного состава (*b*).



**Рис.2.** Результаты расчета доли рекристаллизованного объема для сталей различного химсостава, полученные с использованием разработанной модели (*a*) и модели Medina (*b*).



**Рис.3.** Иллюстрация вклада «solute drag»– эффекта ниобия в твердом растворе аустенита на кинетику его статической рекристаллизации. *a*) и *b*) сравнение данных эксперимента с результатами расчета, выполненного, соответственно, без и с учетом «solute drag»– эффекта.

Следует отметить, что соотношение  $Q_{SRX} \cong 0.5 Q_{SD}$  было установлено в результате решения задачи многопараметрической оптимизации, проведенного при калибровке модели для сталей, не содержащих таких элементов как Mo, Ti и Nb. При переходе к сталям, легированным этими элементами, оказалось, что учет их влияния на

величину  $Q_{SRX}$  за счет соответствующего повышения  $Q_{SD}$  (рис.1*a*) оказывается недостаточным. Для сталей, легированных Мо, Ті и Nb, согласия с экспериментом удается достичь только, полагая, что атомы этих элементов оказывают значительное тормозящее действие за счет «solute drag»–эффекта. Иллюстрация вклада этого эффекта в кинетику рекристаллизации сталей, микролегированных Nb, представлена на рис.3.

Таким образом, в результате проведенной работы создана математическая модель для описания кинетики статической рекристаллизации аустенита с учетом влияния содержания C; Mn; Si; Ni; Cr; Mo; Nb; Ti; V в условиях, когда перечисленные элементы находятся в твердом растворе. По точности предлагаемая модель превосходит существующие аналоги и может быть использована при моделировании статической рекристаллизации современных трубных сталей. В настоящее время проводится работа по учету в модели дополнительного важного эффекта преципитации карбонитридов МЛЭ, индуцированной пластической деформацией аустенита.

- 1. Cahn J.W. The Impurity-drag Effect in Grain Boundary Motion // Acta Metallurgica, 1962, Vol.10, p.789.
- 2. Medina S.F., Quispe A. Improved Model for SRX Kinetics of Hot Deformed Austenite in Low Alloy and Nb/V Microalloyed Steels // ISIJ International, 2001, Vol.41, p.774.
- Васильев А.А., Колбасников Н.Г., Соколов С.Ф., Соколов Д.Ф. Расчет энергии активации самодиффузии в легированном аустените // В сб. материалов: ХХ Уральская школа металловедов-термистов «Актуальные проблемы металловедения сталей и сплавов», 1-5 февраля 2010, Пермь, с.101.

# О ВЛИЯНИИ НАПЛЫВА НА РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЧНОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ МЕТОДАМИ ВДАВЛИВАНИЯ СФЕРИЧЕСКОГО ИНДЕНТОРА

#### Шабанов В. М.

# Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия shaban@pochta.ru

Традиционный метод вдавливания индентора (метод твердости), основанный на измерении размера остаточного отпечатка оптическими средствами, является одним из видов неразрушающих механических испытаний [1]. Он не требует вырезки образцов и позволяет осуществлять диагностику металла не только в лабораторных, но и в эксплуатационных (полевых) условиях. Новый этап развития этого метода испытания связан с методом кинетического индентирования [2], основанного на непрерывной регистрации процесса вдавливания в виде диаграммы в координатах нагрузка P – перемещение индентора t. Оба метода эффективно используются на практике, несмотря на некоторые существующие между ними противоречия.

Известно, что процесс вдавливания сопровождается явлением образования наплыва (валика) вокруг отпечатка, при этом форма и размер наплыва зависят от упрочняемости материала и степени деформации. Изменение геометрии отпечатка за счет наплыва существенно влияет на результаты измерения традиционным методом. В то же время при испытании методом непрерывного вдавливания наплыв не сказывается на процессе измерения, поскольку регистрация упругопластического перемещения индентора *t* происходит относительно исходной поверхности образца. Поэтому, данные, полученные этими двумя подходами к измерению могут значительно отличаться, особенно в области развитых пластических деформаций. В некоторых работах [3-4] формирование наплыва рассматривается как дополнительный фактор, влияющий на процесс вдавливания, и предлагаются способы его учета при испытании методом кинетического индентирования. Согласно работе [5], наплыв вокруг отпечатка формируется не в процессе нагружения, а после снятия нагрузки, и является следствием упругого восстановления. Исследования [6] указывают на образование наплыва как в период нагружения, так и после разгрузки.

В данной работе приведены результаты сопоставления этих методов, полученные при вдавливании сферического индентора. Были исследованы закономерности изменения среднего контактного напряжения по Бринеллю HB = P/M (M – площадь поверхности отпечатка) от степени нагружения  $P/D^2$  (D – диаметр индентора). Для данного параметра характерно наличие максимума  $HB_{max}$ , который обусловлен исключительно влиянием геометрического фактора (в отличие от максимума напряжения на диаграмме растяжения). Следует это из соотношения

# $HB = HM\cos^2\varphi/4$ ,

где HM = P/F – среднее контактное напряжение по Мейеру; F – площадь проекции отпечатка;  $\varphi = 2 \arcsin d/D$  – угол вдавливания; d – диаметр отпечатка. В то же время момент появления этого максимума зависит от способности материала к деформационному упрочнению, оцениваемому по равномерной деформации  $\delta_{\text{рав}}$ , или по показателю степени n из эмпирического уравнения Мейера  $P \sim d^n$ . Соответствует этот момент точке пересечения функций  $HM = f(n, \varphi)$  и  $\cos^2 \varphi/4$ , первая из которых растет с увеличением степени нагружения, а вторая уменьшается. Эти особенности величины HB и определили ее выбор в качестве объекта исследования.

Площадь M, необходимую для расчета HB по параметрам диаграммы P-t, оценивали на основе модели упругопластического контакта шара с плоской поверхностью, в которой принимается совпадение уровня отсчета контактной площадки с уровнем исходной поверхности образца после полного снятия нагрузки. В общем виде расчетная формула имеет вид:

$$M = \pi D_{\rm H} [h + (1 - \xi) W_{\rm o}] = \pi D [h + (1 - \xi) W] = \pi D h'$$

где  $D_{\rm H}$  – диаметр кривизны поверхности контакта под нагрузкой; W и h – упругая и пластическая составляющие полного перемещения индентора t;  $W_{\rm o}$  – упругая деформация образца в центре отпечатка;  $h' = h + (1 - \xi)W$  – расчетная упругопластическая деформация контактной пары "образец–индентор" относительно уровня отсчета;  $\xi = W_{\rm K}/W$  – параметр, зависящий от характера распределения контактного давления; Wк – упругая деформация контактной пары на контуре отпечатка. При расчете было принято значение  $\xi = 0,5$  ( закон распределения по Герцу).

Данные, полученные методом кинетического индентирования и представленные в табл. 1, служат подтверждением правильности расчетной модели. Здесь d – диаметр, измеренный оптическими средствами после разгрузки образца;  $d_c$  – диаметр, измеренный после сошлифовки наплыва до уровня начальной поверхности образца;  $d' = 2\sqrt{Dh' - h'^2}$  – расчетный диаметр. Как видим, расхождение между d и  $d_c$ составляет 7 – 13 % в зависимости от свойств материала и относительного размера лунки, тогда как между диаметрами d' и dc практически нет различия.

Из сопоставления зависимостей  $HB(P/D^2)$  (рис. 1), полученных двумя методами на образцах из стали 18Х2Н4ВА и армко-железа, следует, что величина  $P/D^2$ , соответствующая  $HB_{max}$  при кинетическом индентировании, почти в 3 раза превосходит аналогичную величину при традиционном методе испытания на вдавливание. При этом важно отметить, что в первом случае момент наступления  $HB_{max}$  совпадает с точкой перегиба на ветви нагружения диаграммы P-t (рис. 2). Как известно [7], физическое содержание этой характерной точки определяется ее однозначной связью с равномерной деформацией. Именно этим обстоятельством обусловлено появление и положение точки на диаграмме, объективно свидетельствующее о моменте качественного изменения в процессе контактного деформирования. Все это дает основание утверждать, что, если процесс формирования наплыва и сопровождается образованием дополнительной поверхности контакта, то та незначительная доля нагрузки, воспринимаемая этой поверхностью, практически не оказывает влияния на кинетику вдавливания.

Материал	σ <sub>в</sub> , МПа	δ <sub>рав</sub> , %	<i>D</i> , мм	<i>Р</i> , Н	<i>d</i> , мм	<i>d</i> <sub>с</sub> , мм	<i>d</i> ', мм	d/D
АК4-1	401	6,9	1,6	2432	1,38	1,22	1,24	0,86
15X1MΦ	648	12,7	1,6	2672	1,26	1,17	1,18	0,79
15Х2НМФА	724	6,8	1,6	2880	1,24	1,14	1,14	0,77
18X2H4BA	1238	4,8	2,7	10304	1,87	1,75	1,76	0,69

Таблица 1. Влияние наплыва на размер диаметра отпечатка



**Рис. 1.** Зависимости контактного напряжения *HB* от степени нагружения  $P/D^2$ , полученные традиционным (1) и кинетическим индентированием (2): *a*) – армко-железо;  $\delta$ ) – сталь 18Х2Н4ВА.



**Рис.2.** Кинетические диаграммы вдавливания шара: 1 -сталь 18Х2Н4ВА (D = 2,7 мм); 2 -армко-железо (D = 1,6 мм).

Таким образом, анализ результатов сопоставления этих методов в области развитых пластических деформаций позволяет сделать следующие выводы: с достаточной для практики точностью можно считать, что фактическим диаметром контактной площадки является диаметр, измеренный на уровне исходной поверхности образца после разгрузки; закономерности деформирования, а также соответствующие характеристики прочности и пластичности при вдавливании, получаемые традиционным методом, не адекватно отражают напряженно-деформированное состояние материала под индентором.

#### Список литературы

- 1. Марковец М. П. Определение механических свойств металла по твердости. М.: Машиностроение, 1979. 192 с.
- 2. Булычев С. И., Алехин В. П. Испытание материалов непрерывным вдавливанием индентора. М.: Машиностроение, 1990. 224 с.
- 3. Kucharski S., Mroz Z. /Mater. Sci. Eng. 2001. V. A 318. P. 65 76.
- 4. Taljat B., Pharr G.M. /Int. J. Solids Struct. 2004. V. 41. P. 3891 3904.
- 5. Лагутин Л.П. / Металловедение и прочность материалов. Волгоград: ВПИ, 1968. С. 162 170.
- 6. Гудков А.А., Славский Ю.И. Методы измерения твердости металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1982. 168 с.
- 7. Шабанов В. М. / Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2004. Т. 70. № 11. С. 45 48.

# О РОЛИ ДИФФУЗИОННЫХ МЕХАНИЗМОВ В ПРОЦЕССЕ РЕЛАКСАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ НА КОНЦЕНТРАТОРАХ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ГЕРМАНИИ

#### Надточий В. А., Уколов А. И., Нечволод Н. К.

#### Славянский государственный педагогический университет, г. Славянск, Украина, Ukolov aleksei@mail.ru

Низкотемпературное деформирование кристалла Ge циклами одноосного сжатия - разгрузки сопровождается исключительно малой микропластичностью его приповерхностных слоев и потому при наличии сил трения на торцах создается неоднородное распределение напряжений [1]: они максимальны около торцов и боковых ребер образца и уменьшаются в направлении к середине боковых поверхностей. Градиенты напряжений могут создаваться также вблизи ростовых микродефектов, которые являются локальными концентраторами напряжений в решетке матрицы [2]. При температурах ниже  $0,35T_{nn}$  в ковалентных кристаллах возможна и релаксация напряжений за счет направленного движения точечных дефектов вследствие изменения их химического потенциала в окрестности концентраторов напряжений на глубине  $\leq 100$  мкм. Второй механизм релаксации напряжений проявляется в виде генерации от включения призматических межузельных петель на глубине  $\leq 5$  мкм.

В данной работе использовалось совместное действие на кристалл циклической деформации одноосного сжатия – разгрузки и ультразвукового (УЗ) облучения. Первый фактор силового воздействия позволяет создать неоднородное распределение напряжений вдоль поверхности, второй – стимулирует интенсивное точечное дефектообразование, в результате чего на монокристаллах Ge при пониженных температурах удалось наблюдать протекание диффузионных процессов в поле градиента напряжений. В эксперименте использовали монокристаллический Ge типа ГЭ - 45гЗ, с плотностью ростовых дислокаций ~4·10<sup>3</sup> см<sup>-2</sup>. Образцы размерами 3×4×10 мм<sup>3</sup> деформировали при T = 300К вдоль большего ребра (10мм), ориентированного по направлению[110].

На рис. 1 приведен снимок структуры циклически деформированного с одновременным УЗ облучением образца при длительности одного цикла сжатия – разгрузки 0,2 часа.



Рис. 1. Иллюстрация развития дефектной структуры вблизи бокового ребра на плоскости (111) образца Ge, деформированного циклами сжатия-разгрузки с одновременным УЗ-облучением. Максимальное напряжение в цикле сжатия 12 кгс/мм<sup>2</sup>, время деформации в одном цикле 0,2 часа, количество циклов 12, температура испытаний 30°С;

После такого нагружения избирательным травлением выявлена многоконтурная дефектная структура, образовавшаяся в результате диффузии точечных дефектов от концентратора (бокового ребра) к средней части боковой поверхности по указанному на снимке направлению. Каждое очередное нагружение кристалла сопровождается образованием одной протяженной ступеньки. Особенность проявления такой рельефной структуры можно объяснить разной скоростью химического травления поверхности, которая зависит от остаточных напряжений растяжения и сжатия в приповерхностном слое, созданных диффузионным перераспределением межузельных атомов и вакансий. Эксперимент показал, что более глубокие канавки после травления поверхности образуются от скопления межузельных атомов.

Более детальная информация относительно дефектообразования в периодической структуре была получена с помощью электронной просвечивающей микроскопии (рис. 2).



**Рис. 2.** Электронно-микроскопичный снимок, снятый из отмеченной рамкой участка на рис.1

В полосе сжатия, указанной стрелкой, создается пересыщение вакансий, а их равновесная концентрация зависит от напряжения  $\sigma$  как  $c = c_0 \exp(\pm \sigma v_a/kT)$ , где  $c_0$  – равновесная относительная концентрация вакансий при  $\sigma = 0$ ,  $v_a$  – атомный объем. В формуле следует брать (+ $\sigma$ ) для напряжения сжатия, а (- $\sigma$ ) для напряжения растяжения. Это напряжение сначала уменьшается по обе стороны от полосы, а затем меняет знак на противоположный, где следует ожидать пересыщение межузельными атомами. Разным напряжениям (+ $\sigma$ ) соответствует своя равновесная концентрация вакансий, а поэтому изменяются и размеры кластеров в виде пор, обозначенных (1) на рис.2. Примеси кислорода и углерода в выращенных кристаллах Ge играют роль центров зарождения кластеров.

В зонах недосыщения вакансиями и пересыщения межузельными атомами (верхняя и нижняя часть рис. 2) создаются условия для зарождения и роста новых призматических петель дислокаций, а также роста уже существующих петель после выращивания кристалла (обозначено 2 на рис. 2). В отличие от вакансионных кластеров, места выхода на поверхность от каждой дислокационной петли имеют более высокий контраст и одинаковые размеры изображения около 1 мкм. Обращает на себя внимание тот факт, что в полосе с пересыщением вакансиями дислокационные петли не наблюдаются, т.е. новые деформационные петли не генерируются вследствие релаксации напряжения на границе включения с матрицей, а ростовые межузельные петли растворяются. Поэтому УЗ обработка кристаллов с целью уменьшения плотности ростовых микродефектов в приповерхностных слоях в виде, например, В-кластеров [2] может быть использована в технологии производства полупроводниковых приборов.

#### Список литературы

- 1. Надточий В.А. Микропластичность алмазоподобных кристаллов (Si, Ge, GaAs, InAs). Дисс. докт. физ.-мат. наук, ХНУ им. В.Н. Каразина, Харьков (2006).
- 2. Таланин В.И., Таланин И.Е. Особенности гетерогенного механизма образования и трансформации ростовых микродефектов в бездислокационных монокристаллах кремния. Матер. электронной техники, 2004 (2), сс. 14–24.

# МЕЖАТОМНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И АТЕРМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ЗАРОЖДЕНИЯ ДЕФЕКТОВ В ДЕФОРМИРУЕМЫХ КРИСТАЛЛАХ

# Каминский П. П., Хон Ю. А.

# Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия <u>Khon@ispms.tsc.ru</u>

Известно, что дефекты на свободной поверхности либо на границах раздела зарождаются при напряжении  $\sigma \ll \sigma_{th} \approx 0,1\mu$  ( $\sigma_{th}$  – теоретическая прочность,  $\mu$  - модуль сдвига) [1]. При этом зарождение микротрещин начинается уже на начальных стадиях пластической деформации [2]. Между тем, результаты компьютерного моделирования показывают, что дефекты в деформируемом идеальном кристалле могут зарождаться только при  $\sigma \approx (0,1-1) \sigma_{th}$  и температуре T >> 0 К. В работе вскрыты причины такого положения дел. Разработана модель деформируемого кристалла, в рамках которой атермическое зарождение дефектов происходит при реальном уровне напряжений. В основе предложенной модели лежит тот факт, что деформируемый кристалл находится в смешанном квантовомеханическом состоянии. Чистые состояния различаются ближним порядком в распределении атомов и энергией (в том числе энергиями межатомного взаимодействия). В смешанном состоянии кристалла потенциал парного межатомного взаимодействия *V*(*R*) имеет вид

$$V(R) = (1 - \eta) V_e(R) + \eta V_d(R).$$
(1)

Здесь R – расстояние между атомами,  $V_e$ ,  $V_d$  – потенциалы межатомного взаимодействия в деформированном идеальном кристалле и кристалле с дефектом соответственно,  $\eta$  – вероятность перехода из одного состояния в другое. Найдена зависимость  $\eta$  от величины упругой деформации  $\varepsilon$ , скорости деформации  $\dot{\varepsilon}$ , характерного размера кристалла. С потенциалом межатомного взаимодействия V неупругие смеще-

ния атомов в положения, характерные для кристалла с дефектами, происходят без преодоления потенциального барьера. Тепловые флуктуации уже не требуются.

В локальном приближении неравновесной термодинамики исследованы возможные пространственно-временные распределения возбужденных (находящихся в нехарактерных для упруго деформированного кристалла положениях) атомов. Распределение атомов характеризуются скалярными параметрами порядка. Система уравнений, описывающих эволюцию двух параметров порядка *p*, *q*, имеет вид

$$\tau_p \frac{dp}{dt} = X(p, q, \varepsilon_{ij}, T) + \tau_p div[D_{pp}\nabla p + D_{pq}\nabla q],$$
(2)

$$\tau_q \frac{dq}{dt} = Y(p, q, \varepsilon_{ij}, T) + \tau_q div[D_{qq} \nabla q + D_{qp} \nabla p],$$
(3)

где X, Y – безразмерные функции источников и стоков,  $\tau_p$ ,  $\tau_q$  – характерные времена изменения параметров порядка,  $D_{pp}$ ,  $D_{qq}$ ,  $D_{pq}$ ,  $D_{qp}$  - коэффициенты переноса, известным образом зависящие от напряжений и температуры T. Проведен анализ устойчивости однородных решений полученной системы уравнений, выявлены типы и условия реализации неустойчивостей.

Показано, что при неупругих смещениях атомов в положения, характерные для двух частичных дислокаций, формируется локализованное в пространстве распределение параметров порядка, характерное для движущейся дислокации. При возбуждении только одного параметра порядка образуется дефект упаковки.

Подробно рассмотрен случай, когда неупругие смещения атомов сопровождаются появлением избыточного объема. Неустойчивость однородного распределения избыточного объема при реальном уровне напряжений приводит к расслоению системы с локализацией избыточного объема либо в виде микротрещины, либо в виде областей со структурой, характерной для переохлажденной жидкости.

#### Список литературы

- 1. Дударев Е.Ф. Микропластическая деформация и предел текучести поликристаллов. Томск: Изд-во ТГУ, 1988.- 255 с.
- 2. Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г. Эволюция микроскопических трещин и пор в нагруженных твердых телах. ФТТ, 2005, т. 47, вып.5, с. 801-807.

# ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИЭТИЛЕНОВЫХ ПЛЕНОК, МОДИФИЦИРОВАННЫХ НЕФТЬЮ

#### Громыко Ж. Н., Лашкина Е. В.

# Белорусский государственный университет транспорта, г. Гомель, Беларусь, <u>llashkina@mail.ru</u>

Одной из серьезных проблем современной нефтедобывающей и нефтеперерабатывающей промышленности является сбор и утилизация нефтяных отходов. Их переработка по ряду причин затруднена (сильное загрязнение минеральными примесями, наличие остаточной воды и др.). Поэтому чаще всего утилизация таких отходов сводится к использованию их в качестве топлива.

Некоторые компоненты нефти (углеводороды, минеральные масла) совместимы с полиолефинами и применяются для создания антикоррозионных, герметизирующих и самосмазывающихся материалов. Тем не менее, использование для этих целей самой нефти и ее отходов, собранных с водной поверхности неизвестно. Очевидно, что, учитывая сложный состав такой жидкости, наличие минеральных и органических примесей, воды, технология изготовления таких материалов должна претерпеть существенные изменения. Поэтому проведение исследований в этом направлении является актуальным и, помимо решения проблемы утилизации упомянутых отходов, позволит научно обосновать основные направления совершенствования технологии полимерных композитов антикоррозионного и антифрикционного назначения.

Ингибированные полимерные составы применяют в машиностроении и других отраслях промышленности главным образом в виде покрытий и пленок для консервации и упаковывания металлических изделий.

Целью данной работы было изучение антикоррозионных свойств полиэтиленовых пленок, модифицированных добавками на основе нефти, обладающих ингибирующим эффектом.

Объектом исследования служили пленочные образцы, на основе полиэтилена низкого давления (ПЭНД) марки 277-03 (ГОСТ – 16338). В качестве модифицированных компонентов использовали ингибирующие добавки – тяжелую и легкую нефть, массовая доля которых в образцах составляла 10...50 мас. %. Исследуемые составы, для формирования покрытий (Пк), приготавливали смешением порошкообразного ПЭНД и жидкой нефти. Готовились образцы композитов в виде прессованных при T = 425 К и P = 5 МПа пленок различного состава, служащих полимерным Пк для пластинок из стали 08 КП (ГОСТ – 380). В центре Пк, плотно прилегающего к подложке, и связанного с ней адгезионно, формировалось отверстие диаметром 0,1 мм, через которое среда проникала к подложке. Отверстие имитировало дефект в полимерном Пк. Затем эти образцы помещали в коррозионную ячейку, которая состояла из текстолитовых дисков, соединенных между собой стяжными болтами. Между дисками располагался образец с покрытием, плотно прижатый к нижнему диску стеклянным сосудом вместимостью 25 мл, заполненным электролитом. С целью предотвращения утечки электролита между образцом с покрытием и сосудом располагалась герметизирующая прокладка из вакуумной резины толщиной 3 мм. В качестве электролита, заполняющего стеклянный сосуд и служащего агрессивной средой, в эксперименте использовали 3 %-ный водный раствор хлористого натрия. Сосуд с электролитом закрывали резиновой пробкой, во избежание химического взаимодействия электролита с атмосферным воздухом. По истечении контрольного срока (6 месяцев) оценивались изменения внешнего вида исследуемых образцов и наличие их коррозионного поражения.

Результаты антикоррозионных испытаний полиэтиленовых пленок, содержащих нефть, свидетельствуют о высокой степени защиты стали, изолированной такими пленками по сравнению с образцами, покрытыми пленками из чистого полиэтилена. С увеличением массовой доли нефти в пленках, их антикоррозионные свойства возрастают. Установлено, что антикоррозионные свойства полиэтиленовых пленок, ингибированных тяжелой нефтью выражены в большей степени, чем у пленок, ингибированных легкой нефтью.

Таким образом, проведенные антикоррозионные испытания позволяют предположить, что материалы на основе ПЭНД, модифицированного нефтью, могут быть эффективно использованы для антикоррозионной защиты металлических изделий. Наличие в нефтяных отходах загрязнений и посторонних примесей не оказывает существенного влияния на переработку таких ингибированных составов в изделия, которая может быть выполнена традиционными методами прессования, литья под давлением или экструзии. Показано, что ингибирующие свойства нефти обусловлены наличием в ее составе ряда серо- и азотсодержащих органических соединений.

# ДЕФОРМАЦИОННО-ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА АКТИВНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИОЛЕФИНОВ

Лашкина Е. В., Громыко Ж. Н.

#### Белорусский государственный университет транспорта, г. Гомель, Беларусь, llashkina@mail.ru

В настоящее время развитие промышленности и народного хозяйства предусматривает постоянный поиск новых полимерных материалов, сочетающих в себе уникальные свойства, и функциональную активность, расширяющую технические возможности применения и обеспечивающую экономически целесообразное и высокоэффективное их использование. Особенно интенсивно ведутся разработки по созданию полимерных композиционных материалов (ПКМ) на основе недорогих полимеров, в том числе полиэтилена высокого давления (ПЭВД) с различными наполнителями.

Введение активных добавок в полимерную матрицу позволяет решать ряд материаловедческих (повышение прочности, жесткости, теплостойкости и т. д.), технологических (регулирование вязкости расплава и его термостабильности) задач. Поэтому исследование деформационно-прочностных свойств полимерных композиционных материалов, взаимодействие инсектицида с полимерной матрицей позволят получить новые данные, для создания перспективных ПКМ широкой области применения.

Цель работы – создание новых композиционных материалов с высокими деформационно-прочностными свойствами на основе ПЭВД. Проведение санитарногигиенических исследований полиэтиленовых инсектицидных пленок, для изучения экологической безопасности.

Объекты исследования:

1) Композиционные материалы на основе полиэтилена высокого давления (ПЭВД) марки 16803-070; модифицирующие реагенты – инсектициды класса пиретридов (перметрин, циперметрин); фосфорорганический инсектицид – Актеллик. Пластификаторы – вазелиновое масло (ГОСТ 3164, Р71.273.2), глицерин (ГОСТ 6259), фиоктилфталат (ДОФ, ТУ 6-09-08-1504-83), диэтиленгликоль (ГОСТ 10136).

2) Одометрические исследования образцов пленок по гигиенической оценке и санитарному контролю по применению, хранению и продажи населению.

В экспериментальные образцы пленки вводили пиретроиды двух марок – перметрин, циперметрин (производства фирмы ICI – США), Актеллик (производство фирмы «Август» – Россия), а также синергическую смесь пирметрина с циперметрином (1:1 по объему).

Экспериментальные пленочные образцы на основе композиций ПЭВД с инсектицидными модификаторами, изготавливали методом «горячего прессования» на гидравлическом прессе ПГПР с электрообогреваемыми плитами. Инсектицид вводили непосредственно в перерабатываемую полимерную композицию на стадии формования с помощью специально разработанных технологических приемов. Пленки формовали при температуре от 190 °C до 200 °C и давлении 5 МПа.

Деформационно-прочностные параметры ПКМ определяли по ГОСТ 14236 с помощью разрывной машины Instron (США) при скорости растяжения образцов 5 мм/мин и температуре 25 °C. Образцы перед проведением испытаний выдерживали в течение 24 ч в эксикаторе с силикагелем. Прочность сварных швов пленочных материалов различного состава определяли в соответствии с ГОСТ 12302. Швы формировали методом непрерывной контактно-тепловой сварки на установке АПН 17.004 М1 производства РНКУП «Техноприбор» г. Гомель.

Анализ термодинамической совместимости системы «пластификаторинсектицид» показал, что при температуре 25 °С наблюдается частичная совместимость компонентов только для составов ДОФ-циперметрин и ДОФ-перметрин. Повышение температуры смеси до 65 °С вызывает растворение перметрина и циперметрина в вазелиновом масле, фиоктилфталате. Смеси глицерин-перметрин, диэтиленгликоль-перметрин представляет собой эмульсии даже при 65 °С.

Актеллик в смеси с ДОФ, в тех же соотношениях, образует бледно-молочный, слегка желтоватый вязкий раствор. Это показывает зависимость системы от природы пластификатора, температуры и незначительно – от соотношения компонентов.

Проведены расчеты совместимости компонентов смесей по параметрам растворимости δ (с помощью констант молекулярного притяжения (В. Ван Кревелен)):

$$\delta = \sum_{i} Fi \cdot \rho / MM$$

где  $\sum_{i} Fi$  – константа молекулярного притяжения при 25° C;  $\rho$  – плотность вещест-

ва.

Близкие значения параметров растворимости ( $\delta$ ) ДОФ (18,6 МПа), перметрина (18,9 МПа), циперметрина (22,4 МПа) и Актеллика (16,9 МПа) подтверждают результаты визуального анализа совместимости компонентов. Параметры растворимости близки и к параметру для ПЭВД, что позволяет рассчитывать на хорошую совместимость этих компонентов, даже без учета возможности химических взаимодействий между их молекулами. Пластификатор ДОФ является нетоксичным, с относительно высокой термостойкостью  $t_{кип} = 340$  °C ( $t_{кип}$  этиленгликоля 197,8 °C), достаточно высокой вязкостью, что является необходимым технологическим параметром при формировании пластифицированных пленок методом экструзии.

В соответствии с этим, наиболее подходящим носителем инсектицидов в пленке был выбран ДОФ, как обладающий самыми слабыми репеллентными свойствами и как единственный пластификатор, смешивающийся с перметрином в соотношении 1:1. Такое соотношение позволяет использовать перметрин в малом объеме, что с экономической точки зрения более выгодно.

Введение в полиэтиленовую матрицу инсектицидов не приводит к значительному ухудшению физико-химических характеристик и одновременно придает материалам новые функциональные свойства.

Значение разрушения напряжения при растяжении (верхний предел текучести) для ПЭВД (9,1 МПа) незначительно превышает показатели для полимерных композитов с инсектицидами (Актелликом – 8,94 МПа, перметрином – 8,73 МПа, циперметрином – 8,28 МПа), что свидетельствует о гомогенности структуры исследуемых композитов.

Для смеси ПЭВД–актеллик наблюдаются повышенное значения относительного удлинения при разрыве на 12,86 %, что вероятно связано с пластифицирующим воздействием модифицирующей добавки на полимерную матрицу.

Предел текучести инсектицидных ПКМ на 7-24 % ниже значения для ПЭВД, что вероятно связано со строением (разветвленностью) макромолекул инсектицидов и физико-химическими связями.

Полученные образцы инсектицидных полиэтиленовых пленок подвергали одометрическим исследованиям по пятибалльной шкале Р. Райта (1966).

Характеристикой одометрических исследований явилось определение наличия, интенсивности и характера запаха воздуха, создаваемого химическими веществами, выделяющимися из изучаемых полимерных образцов пленок, предназначенных для борьбы с вредителями овощных и плодовых культур, а также против сосущих и грызущих вредителей. Согласно гигиеническому нормативу полиэтиленовые инсектицидные пленки не имеют постороннего запаха (0 баллов) и соответствуют предъявляемым к ним нормативным требованиям.

Результаты исследований показали, что введение в полимерную композицию инсектицидных добавок является эффективным способом модифицирования, что позволяет создать новые функциональные материалы. ДОФ в смеси с инсектицидом может выступать одновременно в качестве пластификатора и совместителя с ПЭВД.

# ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ МНОГОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ ДЕТАЛЕЙ ИЗ ВЫСОКОПРОЧНЫХ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

# Петухов А. Н.

# ФГУП «Центральный институт авиационного моторостроения им.П.И. Баранова» г. Москва, Россия, petukhov.an@mai.ru

Систематическими исследованиями показано, что поверхностный слой является ответственным за формирование прочности основных деталей по критериям прочности и в первую очередь многоцикловой усталости (МнЦУ). Роль свойств поверхностного слоя существенно возрастает при увеличении ресурса деталей, т.к. в условиях эксплуатации под действием температур, статических и вибрационных напряжений происходит изменение всех прочностных характеристик, ослабление границ зерен, а за счёт исчерпания пластичности образуются микротре-щины, провоцирующие в эксплуатации разрушения от МнЦУ.

Процесс резания металла (взаимодействие инструмента с металлом) с позиций деформации поверхности детали состоит из отдельных циклов нагружения локального объёма материала, который можно представить следующим образом: в первом полуцикле при взаимодействии передней кромки резца с металлом реализуется «жёсткое» сжатие ( $\varepsilon_{cw} = const$ , при  $\sigma_{cw} = \sigma_T$ , где  $\varepsilon_{cw}$  – деформации и  $\sigma_{cw}$  - напряжение сжатия) в условиях трёхосного напряжённого состояния. В следующем полуцикле задняя кромка резца взаимодействует с металлом в условиях «мягкого» полуцикла растяжения ( $\sigma_p \approx const$ ,  $\sigma_p < \sigma_T$ ). При этом максимальное повреждение слой получает в первом полуцикле нагружения, а глубина пластически деформированного слоя может превышать 100...150 мкм. В слое формируются остаточные напряжения I, II и II рода, изменяются по глубине и локально механические характеристики, химический и структурно-фазовый состав материала. Процессы резания сопровождаются термомеханическим циклом, где основными параметрами являются скорость нагрева и температура выделением тепла. Глубина теплового проникновения может превышать 100 мкм. Скорость нагрева и охлаждения влияют на характер фазовых превращений и на результирующую структуру, её объём и глубину изменённого слоя.

Выявлена корреляционная связь между пределом выносливости  $\sigma_{-1}$  и показателем *m* кривой усталости: чем выше значение *m*, тем совершеннее технологический процесс и выше значение  $\sigma_{-1}$ . При оптимальных режимах обработки значения деталей и стандартных образцов практически совпадают.

Исследование поверхностных слоев высокопрочных конструкционных материалов, применяемых, например, в ЭУ (энергетических установках), показало, что при механической обработке резанием в зоне силового воздействия инструмента на деталь возникает наиболее повреждающий жесткий цикл деформационного нагружения, способствующего:

- снижению пластичности материала в поверхностном слое;

- росту локальных температур (более 950°С) при повышении скорости резания, что существенно влияет на изменение характеристики прочности;

 проявлению адгезионных и диффузионных процессов, влияющих на изменение химического и структурно-фазового состава поверхностного слоя;

- снижению сопротивляемости коррозии.

Показано, что деформационные и структурные изменения в титановых сплавах, возникшие на операциях черновой обработки, практически не устраняемые при последующих чистовых и отделочных операциях, могут быть источниками усталостных разрушений. Особенно опасно локальное повышение температуры при наличии в титановых сплавах неоднородности химического состава по кислороду, вызывающие полиморфные превращения, сопровождающиеся резким изменением прочности в зонах структурных изменений сплава.

Для жаропрочных деформируемых и литейных никелевых сплавов установлено, что при температурах  $T_{3\kappaсn} \leq 650^{\circ}$ С их чувствительность к концентрации напряжений на 30...40% ниже, чем у сталей и титановых сплавов, а снижение шероховатости поверхности деталей из них также актуальна. С повышением жаропрочности сплавов у них снижаются характеристики пластичности и коэффициент упрочнения, т.е. изменяются параметры поверхностного слоя, особенно при наличии пластических деформаций. Поэтому в зонах повышенного риска для деталей большого ресурса, имеющих концентраторы напряжений (галтели, отверстия, лабиринты, пазы и др.), следует применять бездеформационные методы обработки.

Применение процесса ППД, благоприятного с точки зрения повышения сопротивления МнЦУ в условиях нормальной и умеренных температур, при повышенных температурах и больших ресурсах современных ГТД сопровождается отрицательными явлениями: интесифицируются процессы релаксации остаточных сжимающих напряжений; высокие энергетический потенциал кристаллической решётки материала повышает диффузионную подвижность атомов легирующих элементов в поверхностном слое, приводящие к снижению характеристик жаростойкости и длительной прочности материала.

Поэтому детали из жаропрочных сплавов после механической обработки должны иметь минимальную пластическую деформацию в поверхностном слое и, следовательно, их не следует подвергать ППД.

Сквозной проклёп тонкостенных деталей (кромок, валов, оболочек и др.) недопустим, так как при этом резко снижаются параметры пластичности и сопротивляемость материала развитию трещин.

Применение методов ППД с целью увеличения сопротивления МЦУ деталям, которые в эксплуатации подвергаются упругопластическим деформациям, требует всестороннего анализа возможной эффективности с учётом конкретных условий эксплуатации и он допустим, если детали имеют ограниченный ресурс  $N \le 10^{-3}$  циклов, что может обеспечить надёжную эксплуатацию до промежуточного ремонта с заменой детали на новую.

В конструкциях из монокристаллических сплавов следует:

- избегать резких изменений геометрических форм;

- обеспечить получение заданные размеры при литье, а механические доработки допускать только в зонах, где рабочие температуры менее 800<sup>0</sup>С;

- традиционные щели следует заменять «отверстиями», получаемыми методами, гарантирующими отсутствие пластических деформаций в поверхностном слое;

- технологические приливы должны удаляться бездеформационным методом, например, электрохимическим;

- не допускать высокотемпературные обработки отливок или деталей, эксплуатационная температура которых превышает 800<sup>0</sup>C, при наличии у них пластически деформированного или рекристаллизованного слоя.

В процессе эксплуатации в конструкционных материалах основных деталей под воздействием силовых и тепловых полей напряжений, агрессивной окружающей среды происходит деградация механических свойств (снижение пластичности, повышение склонности к хрупкому разрушению и т.д.). Интенсивность этих процессов связана с технологической наследственностью, заложенной в материале при изготовлении деталей.

При расчёте на прочность следует учитывать анизотропию свойств поверхностного слоя, вызванную силовым и термическим воздействием в процессе механической обработки детали.

# О ВЛИЯНИИ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ ИМПУЛЬСНЫМИ ПОЛЯМИ, НАПРЯЖЕННОСТЬЮ ДО 45МА/М, НА МАРТЕНСИТНОСТАРЕЮЩИЕ СПЛАВЫ

# Столяренко А. И., Нечаев Е. П.

# *Мурманский государственный технический университет, г. Мурманск, Россия,* <u>belangel@bk.ru</u>

В физическом металловедении наиболее существенным вопросом для практики является вопрос о структуре сплавов, испытывающих мартенситное превращение. Обрабатывая металл комбинированными воздействиями, в частности термомагнитными, можно при одном и том же химическом составе изменять его фазовое и структурное состояние и придавать различные необходимые свойства.

В нашей стране систематические исследования термической обработки стальных изделий в постоянных магнитных полях (ТОМП) проводилась в лаборатории термо-механической обработки Московского института стали и сплавов [1] и исследований, проведенных в Ростовском-на-Дону институте сельскохозяйственного машиностроении [2,3]. Если учесть, что применяемые магнитные поля тогда были невелики, приблизительно (0,08–0,8) МА/м, порядка 1000–10000 Э, то, как ясно теперь, и нельзя было ожидать больших эффектов, которые представляли бы практический интерес. Анализ результатов показал, что ожидать заметных изменений структуры стали можно лишь в том случае, если напряженность магнитного поля будет достигать сотен килоэрстед, т.е. на один-два порядка больше, чем в используемых тогда постоянных магнитах.

Первые установки для получения импульсных магнитных полей известны с 1923 г. [4-6]. С 1958 г. появились импульсные установки в Институте физики металлов Уральского отделения РАН г. Екатеринбург [7,8]. Нами была изготовлена аналогичная установка, в некоторой степени отличающаяся от известных, для получения сильных импульсных магнитных полей (до ~700 кЭ) [9].

В работе [10] был проведен теоретический анализ влияния магнитного поля на мартенситное превращение и делается вывод, что приложение магнитного поля приводит к расширению области существования ферромагнитной фазы. Естественен вопрос, а куда же пойдет огромная энергия внешнего магнитного поля, если подобрать металл с большим содержанием ферромагнитной фазы? С этой целью были выбра-

ны мартенситностареющие сплавы. Для проведения экспериментов с этими сплавами нами разработан метод термической обработки сверхсильными магнитными полями (ТОМП). Влияние магнитного поля на  $\gamma \rightarrow \alpha$  превращение, при различных положительных температурах, достигалось тем, что исходные образцы нагревались в специально сконструированной миниатюрной печи, которую помещали непосредственно в соленоид для намагничивания, выдерживались и охлаждались с наложением поля и без поля. Экспериментально обнаружено, что период кристаллической решетки мартенсита уменьшается после воздействия магнитными полями. В качестве примера, в таблице приведены результаты определения периода решетки двух образцов ( N 14 H=0 и N 3 H=13,2 MA/м) сплава H19TЮ по методу обратной съемки в камере КРОС.

№ образ- ца	<i>S</i> · 10 Fe	Ag	$2A = \frac{S_{Ag}}{Tg\gamma_{Ag}}$	$tg\gamma_{Ag} = \frac{S_{Fe}}{2A}$	$\gamma = 180 - 2\mathcal{G}_{Fe}$	$artheta_{\scriptscriptstyle Fe}$	$a \cdot 10^{-10} M$
14	61,6	68,0	127,88	0,4822	25°45′	77°08′	2,8775
3	59,9	68,0	127,88	0,4684	25°45′	77°27′	2,8740

Таблица. Данные для вычисления периода кристаллической решетки сплава Н19ТЮ

Из данных таблицы следует, что период решетки образца № 3, обработанного магнитным полем, напряженностью 13,2 МА/м, уменьшился на 0,12%. Уменьшение периода решетки после магнитного поля, наложенного во время  $\gamma \rightarrow \alpha$  превращения, одной из причин связано с уменьшением среднего содержания легирующих элементов, обусловленных процессами самоотпуска мартенсита.

Еще на начальных этапах исследования по влиянию термомагнитной обработки сильными полями было обнаружено, что поля способствуют изменению химического состава поверхностного слоя обработанного магнитным полем металла, повышалось содержание химических элементов, входящих в металл[11-14].

Для однозначного истолкования поведения легирующих элементов после термической и термомагнитной обработок образцы Н19ТЮ полями 13,2 МА/м проводили на установке MS – 46 фирмы Самеса. Измеряли интенсивность Ка\_линий Ni, Ti, Al по точкам со временем набора импульсов 20с характерным для двух видов обработок. Статистическая обработка данных показала, что после ТОМП интенсивность Ка линий от Ni, Ti и Al меньше, по сравнению с образцами, прошедшими только термическую обработку соответственно на 0,93; 0,80 и 0,95. Анализ этих значений и микроструктуры свидетельствуют о перераспределении легирующих элементов и обеднении матрицы. Атомы титана оказались более подвижны. Вероятно, область сегрегаций атомов легирующих элементов так мала, что нет возможности непосредственно увидеть их с помощью микроанализатора.

Полученные экпериментальные данные, не исключено, приведут к тому, что используя сверхсильные магнитные поля, возможно будет очищать исходный сплав или сталь от химических элементов.

#### Список литературы

- 1. Бернштейн М.Л. Термомагнитная обработка стали. М.: Металлургия, 1968. с.95
- 2. Пустовойт В.Н. Физические и технологические основы термической обработки в магнитном поле. Автореф. дис ... д-ра техн. наук.- Минск: ФТИ АН БССР. 1980. с.40.
- Бернштейн М.Л., Пустовойт В.Н. Термическая обработка стальных изделий в магнитном поле. - М. : Машиностроение, 1987. с.256.
- 4. Kapitza P.L. Proc. Cambr. Phil. Soc. 1923, 21, 5, 511.
- 5. Furth H.P., Waniek R.W. Rev. Scient. Instrum. 1956, <u>27</u>, No4, 195.
- 6. Foner S., Kolm H.H. Rev. Scint. Instrum. 1956, <u>27, No7, 547</u>.
- Факидов И.Г., Завадский Э.А. Генератор сверхсильных импульсных магнитных полей. Свердловск, Наука, ФММ, 1959. Т. 8, вып. 4. С. 562-568.
- 8. Факидов И.Г., Завадский Э.А. Получение сверхсильных импульсных магнитных полей.-Свердловск. Наука, ФММ, 1958. Т. 6, вып. 3. С. 569.
- Столяренко А.И., Каниболоцкий В.Г., Гребенюк Г.М. Получение и измерение сверхсильных импульсных магнитных полей // Сб. Актуальные вопросы физики твердого тела.- Киев. Вища школа, 1970, С. 155-159.
- 10. Кривоглаз М.А., Садовский В.Д. О влиянии сильных магнитных полей на фазовые переходы.- Свердловск, Наука, ФММ, 1964, Т. 18, вып. 4. С.502-505.
- Столяренко, А.И. Об остаточных эффектах сплава Н19ТЮ после термомагнитной обработки /А.И.Столяренко, Ф.Д.Мирошниченко, О.С.Лагунов//Сб. Актуальные вопросы физики твердого тела. – Киев.КГПИ, 1973. – С. 46 – 48.
- Столяренко, А.И. Остаточные эффекты в сталях и сплавах после термомагнитной обработки полями до 36 МА/м / А.И. Столяренко, Е.А. Столяренко – Мурманск, Наука и образование, 2004 Материалы Международной научно-технической конференции (Мурманск, 7-15 апреля 2004г. в 6 частях) – Мурманск: МГТУ, 2004, Ч. 5 – С. 341- 345.
- Столяренко, А.И. О влиянии сверхсильных магнитных полей на некоторые свойства сталей / А.И. Столяренко, Е.А. Клиндух, П.А. Столяренко – Мурманск, Наука и образование, 2005 Материалы Международной научно-технической конференции (Мурманск, 6-14 апреля 2005 г. в 7 частях) – Мурманск: МГТУ, 2005, Ч. 7 – С. 173 – 176
- Столяренко, А.И. Влияние магнитного поля на изменения химического состава поверхностного слоя материала. – Мурманск, Наука и образование,2009 Материалы Международной научно-технической конференции (Мурманск, 1-9 апреля 2009 г. электронный ресурс) - Мурманск: МГТУ, 2009 -С. 1137 – 1139.

# ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ДЕФОРМАЦИИ НА ПЛАСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

# Хантулева Т. А., Литвинов А. В.

# Санкт-Петербургский госуниверситет, С.-Петербург, Россия, khan47@mail.ru

В рамках нелокальной теории переноса получено приближенное решение задачи о распространении фронта плоской нестационарной волны, индуцированной ударом по твердому материалу, и построены уравнения эволюции фронта волны [1-2]. Распространение импульса умеренной интенсивности сопровождается процессами релаксации упругого предвестника и формированием нестационарного пластического фронта, который движется со скоростью, меньшей продольной скорости звука, и отстает от упругого предвестника. Вплоть до настоящего времени не построено ни одной достаточно строгой и последовательной теории, которая адекватно бы описывала эти процессы. В работе полученное решение используется для анализа зависимости упругих и пластических свойств среды от скорости деформации.

Условия задачи позволяют ввести следующие допущения:

- 1) скорость удара  $V_0 \ll C$  мала по сравнению со скоростью продольного звука;
- 2) режим распространения импульса характеризуется достаточно большими значениями параметра  $\tau = \frac{t_r}{t_p} \ge 1$ ,  $t_r$  – время релаксации,  $t_R$  – время нагружения;
- 3) выбранный режим по расстоянию, пройденному вдоль оси x, характеризуется параметром  $\varepsilon = \frac{Ct_R}{L} \ll 1$ , L расстояние, пройденное волной от поверхности удара.

Использованы безразмерные переменные  $\zeta = t - \frac{x}{C}$ ,  $\xi = x$ , отнесенные соответст-

венно к  $t_R$  и L. За счет 3-го допущения переменные разделяются  $\frac{\partial}{\partial \zeta} \gg \varepsilon \frac{\partial}{\partial \xi}$ , первая

переменная описывает форму фронта, а вторая его эволюцию. Разделение позволяет получить в 1-м приближении по  $v/C \ll 1$  при условии  $\varepsilon \to 0$  автомодельное решение, зависящее только от одной переменной, тогда как эволюция фронта учитывается в нем только через параметры.[1-8].

Уравнение переноса импульса приближенно определяет напряжение через массовую скорость  $\Pi = \rho C v$ , а скорость задается интегральным уравнением

$$v(\zeta,\xi) = \int_{o}^{\omega} d\zeta' \exp\left\{-\frac{\pi\left(\zeta-\zeta'-\vartheta(\xi)\right)^{2}}{\tau^{2}(\xi)}\right\} \frac{\partial v}{\partial \zeta'}(\zeta,\xi_{0}), \qquad \omega(\zeta) = \begin{cases} \zeta, & \zeta < 1\\ 1, & \zeta \ge 1 \end{cases}.$$
(1)

Помимо параметра  $\tau$  интегральное ядро в (1) содержит еще один параметр  $\mathscr{G}$ , определяющий время запаздывания пластического фронта по отношению к упругому предвестнику. В упругом пределе при  $\tau \to \infty$ ,  $\zeta < 1$  уравнение (1) обращается в тождество. Если принять  $\frac{\partial v}{\partial \zeta} = k = const$ , то для напряжения можно получить явное вы-

ражение

$$\Pi = \rho C V_0 \begin{cases} \frac{k\tau}{2} \left( erf \frac{\sqrt{\pi} \left(\zeta - \vartheta\right)}{\tau} + erf \frac{\sqrt{\pi} \vartheta}{\tau} \right), & \zeta < 1 \\ \frac{k\tau}{2} \left( erf \frac{\sqrt{\pi} \left(\zeta - \vartheta\right)}{\tau} + erf \frac{\sqrt{\pi} \left(1 - \zeta + \vartheta\right)}{\tau} \right), & \zeta \ge 1 \end{cases}$$

$$(2)$$

Полученное выражение позволяет описать процесс релаксации напряжений во всем диапазоне режимов от упругого предела до гидродинамики. Поскольку деформация в этом случае определяется как  $eC = k\zeta$ , выражение (2) для случая  $\zeta < 1$  в явном виде дает зависимость напряжения от деформации, которая представлена на рис.1. На рисунке видно, как линейная зависимость из упругой области постепенно выходит при больших значениях  $\tau$  на константы  $k\tau$ , соответствующие идеальной пластичности или гидродинамическому режиму. Получается, что предел текучести линейно растет со скоростью деформации. Ясно, что при изменении скорости деформации при нагружении кривые могут изменять угол наклона упругой части (изменяется скорость распространения), а также могут появляться точки перегиба и экстремумы при догрузке.

Если нагрузка (скорость деформации) длится конечное время, а потом снимается, то при  $\zeta > 1$  (2) описывает процесс релаксации напряжений с учетом эффектов памяти, представленный на рис.2.

На рис. 2 видно, что напряжение достигает максимума за время *9* после снятия нагрузки, а временная ширина импульса и величина упругого предвестника умень-

шаются вместе с параметром релаксации  $\tau$ . На рис. 3 показано, как пластический фронт отстает от упругого предвестника с ростом параметра запаздывания  $\mathcal{G}$ . При фиксированном состоянии среды  $\tau$ ,  $\mathcal{G}$  вдали от гидродинамического режима упругий предвестник и амплитуда импульса растут со скоростью деформации k (рис. 4).



Рис 1. Зависимость напряжения от деформации в переходном режиме



Рис. 3. Зависимость пластического фронта от параметра запаздывания



Рис. 5. Релаксация упругого предвестника с ростом параметра запаздывания



Рис 2. Релаксация напряжения в переходном режиме



**Рис. 4.** Зависимость пластического фронта от скорости деформации *k* 



**Рис. 6.** Амплитуда упругого предвестника с ростом параметра релаксации

На рис. 5 представлена релаксация упругого предвестника с ростом параметра запаздывания *Э*, который увеличивается при распространении волны в среде. На рис. 6 видно, что при переходе в упругую область никакой релаксации не будет, поскольку упругий предвестник возникает только в переходной области между упругим и пластическим пределами.

Результаты исследования показывают, что решение задачи на основе нелокальной теории переноса качественно верно описывает все экспериментально наблюдаемые зависимости напряжения как от деформации, так и от скорости деформации.

- 1. Хантулева Т.А., Никулин И.А. Модель фронта пластической деформации. // Химическая Физика. 2008, т. 27, №3, с. 81-91.
- 2. Хантулева Т.А., Серебрянская Н.А. Релаксация волн, распространяющихся в конденсированной среде. // Изв. ВУЗов, «Физика» 2009, Т. 52, №2/2, с. 165-171.

# БОЛЬШИЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ СФЕРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК (ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ СТОРОНА ВОПРОСА)\*

#### Морщинина А. А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия morshinina\_alina@mail.ru

Постановка задачи. Рассмотрим полую изотропную сферу, внутренний ради-



Рис. 1.

ус которой равен  $R_1^0$ , а внешний –  $R_2^0$ , загруженную внутренним давлением p = const (рис. 1).

Введем сферическую систему координат  $r, \theta, \varphi$ , с началом в центре сферы (рис. 1). В силу симметрии задачи главными напряжениями являются  $\sigma_{rr}(r), \sigma_{\theta\theta}(r), \sigma_{\varphi\varphi}(r)$ . В свою очередь, радиальное перемещение зависит только от координаты r, т.е.  $u_r = u(r)$ , а тангенциальные  $u_{\varphi} \equiv u_{\theta} \equiv 0$ .

**Линейное решение.** Полагая

v = 0,5, согласно [1, 2] получаем формулы для определения перемещения и напряжений:

$$u(r) = \frac{p(R_1^0)^3 (R_2^0)^3}{(R_2^0)^3 - (R_1^0)^3} \frac{3}{4E} \frac{1}{r^2}.$$
(1)
$$n(R_2^0)^3 - n(R_2^0)^3 (R_2^0)^3 = 1$$

$$\sigma_{rr} = \frac{p(R_1^0)}{(R_2^0)^3 - (R_1^0)^3} - \frac{p(R_1^0)(R_2^0)}{(R_2^0)^3 - (R_1^0)^3} \frac{1}{r^3},$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\varphi\phi} = \frac{p(R_1^0)^3}{(R_2^0)^3 - (R_1^0)^3} + \frac{p(R_1^0)^3(R_2^0)^3}{2((R_2^0)^3 - (R_1^0)^3)} \frac{1}{r^3}.$$
(2)

312

Здесь Е – модуль Юнга.

Предположим теперь, что толщина сферы  $\Delta_0$  до деформации мала по сравнению с  $R_1^0$  и  $R_2^0$ . Это допущение позволяет называть такую сферу «сферической оболочкой».

Введем новую переменную  $R_*^0$  – радиус срединной поверхности недеформированной оболочки. Представим  $R_1^0$  и  $R_2^0$  через  $R_*^0$  и  $\Delta_0$  следующим образом:

$$R_1^0 = R_*^0 - \frac{\Delta_0}{2}, \quad R_2^0 = R_*^0 + \frac{\Delta_0}{2} \qquad \left(\Delta_0 = o(R_*^0)\right). \tag{3}$$

После соответствующих преобразований получим выражения (1) и (2) в виде

$$u(r) = \frac{p(R_*^0)^2}{4E\Delta_0} \frac{1}{r^2},$$
(4)

$$\sigma_{rr} = \frac{pR_*^0}{3\Delta_0} - \frac{p}{2} - \frac{p(R_*^0)^2}{3\Delta_0} \frac{1}{r^3},$$
(5)

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\varphi\varphi} = \frac{pR_*^0}{3\Delta_0} - \frac{p}{2} + \frac{p(R_*^0)^2}{6\Delta_0} \frac{1}{r^3}.$$
 (6)

Геометрически нелинейное решение. В основу математического способа решения данной задачи положим, так называемый, дельта-метод [3]. В соответствии с ним, представим давление *p* как сумму монотонных последовательных нагружений:  $p = \Delta p_1 + \Delta p_2 + ... + \Delta p_n \quad (\Delta p_i > 0, n >> 1)$ . При этом исходная геометрически нелинейная осесимметричная задача сводится к *n* последовательным решениям линейных задач для сферической оболочки, деформированная конфигурация которой определена по результатам (n-1) предшествующих нагружений давлениями  $\Delta p_i (i = \overline{1, n-1})$ .

Положим  $p_1 = \Delta p_2 = ... = \Delta p_n = p/n$ . Тогда, осуществляя необходимые преобразования, получим следующие замкнутые аналитические выражения для определения толщины и радиуса срединной поверхности сферической оболочки после деформации

$$\Delta_* = \Delta_0 \exp\left(-\frac{p}{2E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right), \quad \tilde{R}_* = \lim_{n \to \infty} R_*^n = R_*^0 \exp\left(\frac{p}{4E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right). \tag{7}$$

Согласно (4) перемещения деформированной координаты  $r_i$  и срединной поверхности сферы  $R_*^i$  на i-ой ступени нагружения определяются соотношениями:

$$u(r_{i}) = \frac{p(R_{*}^{i})^{4}}{4En\Delta_{i}} \frac{1}{r_{i}^{2}}, \quad e \partial e \ R_{1}^{i} \leq r_{i} \leq R_{2}^{i}, \ u(R_{*}^{i}) = \frac{p(R_{*}^{i})^{2}}{4En\Delta_{i}}.$$

Откуда следует:

$$r_{i+1} = r_i + u(r_i) = r_i \left( 1 + \frac{p(R_*^i)^4}{4En\Delta_i} \frac{1}{r_i^3} \right), \quad R_*^{i+1} = R_*^i + u(R_*^i) = R_*^i \left( 1 + \frac{p(R_*^i)}{4En\Delta_i} \right).$$
(8)

Представляя  $r_{i+1}$  в виде суммы  $r_{i+1} = R_*^{i+1} + \rho_{i+1}$ , где  $\left(-\Delta_{i+1}/2 \le \rho_{i+1} \le \Delta_{i+1}/2\right)$ , перепишем первую из формул (8) в виде

313

$$R_{*}^{i+1} + \rho_{i+1} = \left(R_{*}^{i} + \rho_{i}\right) \left(1 + \frac{p\left(R_{*}^{i}\right)^{4}}{4En\Delta_{i}} \frac{1}{\left(R_{*}^{i}\right)^{3}\left(1 + \rho_{i}/R_{*}^{i}\right)^{3}}\right).$$
(9)

Отсюда после соответствующих преобразований выводим

$$\rho_n = \rho_0 \left( 1 - \frac{p}{2En} \frac{R_*^0}{\Delta_0} \right)^n.$$
<sup>(10)</sup>

Предел выражения (10) при  $n \to \infty$  будет

$$\tilde{\rho} = \lim_{n \to \infty} \rho_n = \rho_0 \exp\left(-\frac{p}{2E} \frac{R_*^0}{\Delta_0}\right).$$
(11)

Тогда координата точки сферической оболочки после деформации определяется соотношением

$$\tilde{r} = \tilde{R}_* + \tilde{\rho} = R^0_* \exp\left(\frac{p}{4E} \frac{R^0_*}{\Delta_0}\right) + \rho_0 \exp\left(-\frac{p}{2E} \frac{R^0_*}{\Delta_0}\right).$$
(12)

Внеся формулы (12), (7) в равенства (4), (5) и (6), получим:

$$\begin{split} \tilde{u}(r) &= \frac{p\left(R_*^0 \exp\left(\frac{p}{4E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right)\right)^4}{4E\left(\Delta_0 \exp\left(-\frac{p}{2E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right)\right)\left(R_*^0 \exp\left(\frac{p}{4E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right) + \rho_0 \exp\left(-\frac{p}{2E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right)\right)^2, \\ \tilde{\sigma}_{rr} &= \frac{pR_*^0 \exp\left(\frac{p}{4E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right)}{3\Delta_0 \exp\left(-\frac{p}{2E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right)} - \frac{p}{2} - \frac{p\left(R_*^0 \exp\left(\frac{p}{4E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right)\right)^4}{3\Delta_0 \exp\left(-\frac{p}{2E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right)\left(R_*^0 \exp\left(\frac{p}{4E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right) + \rho_0 \exp\left(-\frac{p}{2E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right)\right)^3, \\ \tilde{\sigma}_{\theta\theta} &= \tilde{\sigma}_{\theta\phi} = \frac{pR_*^0 \exp\left(\frac{p}{4E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right)}{3\Delta_0 \exp\left(-\frac{p}{2E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right)} - \frac{p}{2} + \frac{p\left(R_*^0 \exp\left(\frac{p}{4E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right) + \rho_0 \exp\left(-\frac{p}{2E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right)\right)^4}{6\Delta_0 \exp\left(-\frac{p}{2E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right)\left(R_*^0 \exp\left(\frac{p}{4E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right) + \rho_0 \exp\left(-\frac{p}{2E}\frac{R_*^0}{\Delta_0}\right)\right)^3. \end{split}$$

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-01-00394-а)

#### Список литературы

- 1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости// М.:Наука. 1987. С. 248.
- 2. Даль Ю. М. Задача теории упругости о гидростатическом нагружении полого шара // Вестник СПбГУ, сер. 10, 2009, вып. 4.
- Дымников С. И., Лавендел Э. Э., Павловскис А.-М. А., Сниегс М. И.; Под ред. Лавендела Э. Э. Прикладные методы расчета изделий из высокоэластичных материалов // Рига «Зинатне» 1980. С. 238.
- 4. Даль Ю. М., Морщинина А. А. Линейные и нелинейные математические модели склеры и сосудов зрительного нерва при глаукоме // Вестник СПбГУ, сер. 10, 2008, вып. 3, , с. 47–55.
- Морщинина А. А. К вопросу о математическом моделировании глаукомы // Труды семинара «Компьютерные методы в механике сплошной среды». Изд-во С.-Петерб. ун-та. 2008-2009 гг., с. 76–97.

# О ПРОЧНОСТИ ИНТРАОКУЛЯРНЫХ ЛИНЗ

#### Морщинина Д. А.

# Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия diana\_morshinina@mail.ru

Данная работа посвящена исследованию прочности современных интраокулярных линз (ИОЛ) с двумя и четырьмя опорными элементами (гаптиками), которые применяются при хирургическом лечении катаракты (помутнение хрусталика глазного яблока).

С точки зрения механики деформируемого тела, оптическую часть ИОЛ можно считать тонким изотропным диском. В свою очередь гаптику интраокулярной линзы с четырьмя опорными элементами естественно рассматривать как совокупность четырех плоских рам; в случае С-образной гаптики – как два тонких криволинейных стержня, жестко заделанных на контуре диска и абсолютно свободных на другом конце. Таким образом, оценка напряженно-деформированного состояния интраокулярной линзы состоит в определении напряжений и перемещений в оптическом диске и анализе прогибов, напряжений и изгибающих моментов в опорных элементах.

Напряженно-деформированное состояние оптического диска интраокулярной линзы. Исследование напряженно-деформированного состояния оптической части интраокулярной линзы сводится к решению плоской задачи линейной теории упругости для изотропного кругового диска радиуса R, загруженного на контуре самоуравновешенными сосредоточенными нагрузками (силами и моментами). Компоненты тензора напряжений ( $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy}$ ), вектора перемещений (u, v) и угол поворота  $\omega$  в произвольной точке диска z = x + iy ( $|z| \le R$ ) вычисляются по формулам  $\Gamma$ . В. Колосова [1]:

$$\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + i \frac{E}{1 - \upsilon^2} \omega = 4\Phi(z), \quad \sigma_{yy} - \sigma_{xx} + 2i\sigma_{xy} = 2\left[\overline{z}\Phi'(z) + \Psi(z)\right], \quad (1)$$

$$\frac{E}{1+\upsilon}(u+iv) = \varpi\varphi(z) - z\overline{\varphi'(z)} - \overline{\psi(z)}, \qquad (2)$$
$$\varphi(z) = \int \Phi(z)dz, \quad \psi(z) = \int \Psi(z)dz.$$

Здесь  $\varpi = (3-\upsilon)/(1+\upsilon)$ ; *Е* и  $\upsilon$  – соответственно модуль Юнга и коэффициент Пуассона материала, из которого изготовлен диск.

Для диска, загруженного на контуре сосредоточенными силами, функции  $\Phi(z)$  и  $\Psi(z)$  найдены, согласно [2], интегрированием комплексных потенциалов:

$$\varphi(\zeta) = -\frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^{n} (X_k + iY_k) \ln(\sigma_k - \zeta) - \frac{\zeta}{4\pi} \sum_{k=1}^{n} (X_k + iY_k) \overline{\sigma}_k,$$

$$\psi(\zeta) = \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^{n} (X_k - iY_k) \ln(\sigma_k - \zeta) - \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^{n} \frac{(X_k + iY_k) \overline{\sigma}_k}{\sigma_k - \zeta},$$
(3)

где  $\sigma_k = e^{i\alpha_k}$ ,  $(X_k + iY_k) = N_k e^{i\alpha_k}$ ,  $(X_k - iY_k) = N_k e^{-i\alpha_k}$ .

В случае, когда на контуре диска действуют сосредоточенные моменты, функции  $\Phi(z)$  и  $\Psi(z)$  получены путем определенного предельного перехода при решении вспомогательной задачи о диске, загруженном сосредоточенными силами.

Так, например, соответствующие выражения для оптического диска ИОЛ с четырьмя опорными элементами, на контуре которого действуют сосредоточенные силы N, приложенные в точках

$$z_{1} = R e^{i\alpha_{1}}, \ z_{2} = R e^{i\alpha_{2}}, \ z_{3} = -R e^{-i\alpha_{2}} = -\overline{z}_{2}, \ z_{4} = -R e^{-i\alpha_{1}} = -\overline{z}_{1}, \ z_{5} = -R e^{i\alpha_{1}} = -z_{1}, \ z_{6} = -R e^{i\alpha_{2}} = -z_{2}, \ z_{7} = R e^{-i\alpha_{2}} = \overline{z}_{2}, \ z_{8} = R e^{-i\alpha_{1}} = \overline{z}_{1}.$$
(4)

имеют вид [3]:

$$\Phi(z) = -\frac{N}{\pi R} \left\{ \frac{z_1^2}{z_1^2 - z^2} + \frac{z_2^2}{z_2^2 - z^2} + \frac{(\overline{z}_1)^2}{(\overline{z}_1)^2 - z^2} + \frac{(\overline{z}_2)^2}{(\overline{z}_2)^2 - z^2} - 2 \right\},$$
  

$$\Psi(z) = \frac{2NR}{\pi} \left\{ \frac{z_1^2}{(z_1^2 - z^2)^2} + \frac{z_2^2}{(z_2^2 - z^2)^2} + \frac{(\overline{z}_1)^2}{((\overline{z}_1)^2 - z^2)^2} + \frac{(\overline{z}_2)^2}{((\overline{z}_2)^2 - z^2)^2} \right\}.$$

Комплексные функции  $\Phi(z)$  и  $\Psi(z)$  в случае действия на диск сосредоточенных моментов *M* в точках (4):

$$\Phi(z) = -\frac{Mi}{2\pi} \left[ \frac{1}{(z_1 - z)^2} - \frac{1}{(\overline{z}_1 + z)^2} - \frac{1}{(z_2 - z)^2} + \frac{1}{(\overline{z}_2 + z)^2} - \frac{1}{(\overline{z}_2 + z)^2} \right],$$

$$-\frac{1}{(\overline{z}_1 - z)^2} + \frac{1}{(z_1 - z)^2} + \frac{1}{(\overline{z}_1 + z)^2} + \frac{1}{(\overline{z}_2 - z)^2} - \frac{1}{(z_2 + z)^2} \right],$$

$$\Psi(z) = \frac{Mi}{2\pi} \left[ \frac{1}{(z_1 - z)^2} - \frac{1}{(\overline{z}_1 + z)^2} + \frac{3z_1^2 - 4z_1z + z^2}{(z_1 - z)^4} - \frac{3\overline{z}_1^2 + 4\overline{z}_1z + z^2}{(\overline{z}_1 + z)^4} - \frac{1}{(\overline{z}_2 - z)^2} + \frac{1}{(\overline{z}_2 + z)^2} - \frac{3z_2^2 - 4z_2z + z^2}{(z_2 - z)^4} + \frac{3\overline{z}_2^2 + 4\overline{z}_2z + z^2}{(\overline{z}_2 + z)^4} - \frac{1}{(\overline{z}_1 - z)^2} + \frac{1}{(z_1 + z)^2} - \frac{3\overline{z}_1^2 - 4\overline{z}_1z + z^2}{(\overline{z}_1 - z)^4} + \frac{3\overline{z}_1^2 + 4z_1z + z^2}{(z_1 + z)^4} + \frac{1}{(\overline{z}_2 - z)^2} - \frac{1}{(z_2 + z)^2} + \frac{3\overline{z}_2^2 - 4\overline{z}_2z + z^2}{(\overline{z}_2 - z)^4} - \frac{3z_2^2 + 4z_2z + z^2}{(z_1 + z)^4} + \frac{1}{(\overline{z}_2 - z)^2} - \frac{1}{(z_2 + z)^2} + \frac{3\overline{z}_2^2 - 4\overline{z}_2z + z^2}{(\overline{z}_2 - z)^4} - \frac{3z_2^2 + 4z_2z + z^2}{(z_2 + z)^4} - \frac{3z_2^2 + 4z_2z + z^2}{(z_2 + z)^4} + \frac{1}{(\overline{z}_2 - z)^2} - \frac{1}{(z_2 + z)^2} + \frac{3\overline{z}_2^2 - 4\overline{z}_2z + z^2}{(\overline{z}_2 - z)^4} - \frac{3\overline{z}_2^2 + 4z_2z + z^2}{(z_2 + z)^4} - \frac{1}{(z_2 - z)^2} + \frac{1}{(z_2 - z)^2} - \frac{1}{(z_2 - z)^2} + \frac{3\overline{z}_2^2 - 4\overline{z}_2z + z^2}{(\overline{z}_2 - z)^4} - \frac{3\overline{z}_2^2 + 4z_2z + z^2}{(z_2 - z)^4} - \frac{1}{(z_2 - z)^4} - \frac{1}{(z_2 - z)^4} + \frac{1}{(z_2 - z)^4} - \frac{1}{(z_2 - z)^4}$$

Аналогичные соотношения выведены и для оптического диска, загруженного на контуре самоуравновешенными сосредоточенными нагрузками в точках  $z_1 = R$ ,  $z_2 = -R$  (ИОЛ с С-образной гаптикой) [4,5].

Напряженно-деформированное состояние опорных элементов интраокулярной линзы. В случае искусственного хрусталика с двумя гаптиками рассматривается геометрически нелинейная задача о плоском изгибе криволинейного стержня длиной l, жестко защемленного на одном конце и загруженного сосредоточенной силой P на другом.

Согласно [6], нелинейное дифференциальное уравнение изгиба такого стержня имеет вид:

$$\frac{d^2\zeta}{ds^2} = -\frac{P}{E^*J}\sin\zeta,$$
(5)

где  $\zeta$  — угол, который составляет касательная, проведенная в некоторой точке стержня, с осью x' (подвижной системы координат); s — длина дуги, отсчитываемая

от начала координат к концевой точке стержня; J – момент инерции сечения;  $E^* = E/(1-v^2)$ .

Введя безразмерный параметр  $\beta = l \sqrt{P/(E^*J)}$ , после однократного интегрирования имеем:

$$l^{2}\left(\frac{d\zeta}{ds}\right)^{2} = 4\beta^{2}\left(C_{1} - \sin^{2}\frac{\zeta}{2}\right), \left(C_{1} = const\right)$$
(6)

На основе (6) получены координаты концевой точки стержня, максимальные напряжения и изгибающие моменты для перегибной и бесперегибной формы равновесия упругой линии стержня [4,5].

Для интраокулярной линзы с четырьмя опорными элементами анализ напряженно-деформированного состояния гаптики проводится на основе соотношений строительной механики стержневых систем [6]. Здесь рассматривается плоская рама, составленная из трех прямых стержней длиной

$$l_1 = l_3 = \frac{h}{\cos \alpha}, \ l_2 = \frac{sh}{\cos \alpha}, \ s = const$$

и моментом инерции поперечного сечения  $I_1 = I_2 = I_3 = I$ , с неподвижными узлами и жестко заделанными опорами. На второй стержень действует равномерно распределенная нагрузка

$$Q = ql_2 = \frac{qsh}{\cos\alpha}$$

В соответствии с [7] расчет такой рамы сводится к исследованию неразрезной трехпролетной балки на жестких опорах. С помощью теоремы трех моментов определены выражения для изгибающих моментов, напряжений и прогибов стержней, входящих в состав рамы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-01-00394-а)

#### Список литературы

- 1. Новожилов В. В. Теория упругости. Л.: Судпромгиз, 1958. 370 с.
- Мусхелишвили Н. И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. М.: Наука, 1966. 707 с.
- Морщинина Д. А. Математические модели интраокулярных линз// Вестник С.-Петерб. ун-та. Сер. 10. 2009. Вып. 4, С. 167–172.21. Пономарев С. Д. и др. Расчеты на прочность в машиностроении. М.: Машгиз, 1956, Т. I., 884 с.
- Даль Ю. М., Морщинина Д. А. О напряженно-деформированном состоянии интраокулярной линзы (ИОЛ) // Вестник С.-Петерб. ун-та. Сер. 1: Математика, механика, астрономия. 2008. Вып. 4, С. 118–124.
- Морщинина Д. А. Поле упругих напряжений и перемещений в интраокулярных линзах (ИОЛ)// Труды семинара "Компьютерные методы в механике сплошной среды". Изд-во С.-Петерб. ун-та. 2007–2008. С. 84–101.
- Папкович П. Ф. Строительная механика корабля. Подбор профилей. Расчет статически неопределимых балок. Расчет плоских рам, составленных из прямых стержней. М.: «Морской транспорт», 1945, Ч. І., Т. І., 618 с.
- 7. Короткин Я. И., Локшин А. З., Сиверс Н. Л. Изгиб и устойчивость стержней и стержневых систем (Строительная механика корабля). М.; Л.: Машгиз, 1953. 518 с.

# ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ В РЕЗУЛЬТАТЕ РАЗВИТИЯ ЭФФЕКТА ПАМЯТИ ФОРМЫ

#### Вьюненко Ю. Н.

#### Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

Исследование процессов формовосстановления при нагреве продеформированных в мартенситном состоянии элементов конструкций [1] и деформационных эффектов, развивающихся при охлаждении металлов с ЭПФ через интервал температур фазового перехода [2] показали, что в рамках механизма остаточных напряжений можно оценивать изменение напряженного состояния материала. Реализовали эту возможность в численном эксперименте по определению восстановления формы пластины, нагреваемой с поверхности, продеформированной с выполнением условий чистого изгиба. Поле температур u(x) определяли, используя уравнение теплопроводности:

$$\rho c(u) \frac{\partial u}{\partial t} = k \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \tag{1}$$

где  $\rho$  – плотность, k – коэффициент температуропроводности и c(u) – теплоемкость, зависящая от температуры в интервале фазового превращения.

$$c(u) = c_1 \frac{(u - A_s)(A_f - u)}{(A_f - A_s)^2} + c_0 , \qquad (2)$$

где  $A_s$  и  $A_f$  – температуры начала и конца обратного мартенситного превращения,  $c_0$  – теплоемкость однофазного состояния и  $c_1$  – константа материала. Полагая, что необратимая деформация в мартенсите накапливается в результате пластического течения, форму изгиба контролировали уравнением равновесия моментов остаточных напряжений [3]:

$$\int_{S} \sigma(r) r dS = 0.$$
(3)

С учетом температурной зависимости модуля Юнга:

$$E(u) = \begin{cases} E_M, & \text{при } u < A_s \\ E_M \frac{A_f + A_s - 2u}{A_f - A_s}, & A_s \le u \le \frac{A_f + A_s}{2} \\ E_A \frac{2u - A_f - A_s}{A_f - A_s}, & \frac{A_f + A_s}{2} \le u \le A_f \\ E_A, & \text{при } u > A_f \end{cases}$$
(4)

где  $E_M$  и  $E_A$  – соответственно, модули упругости мартенситного и аустенитного состояния материала.

Преобразуя уравнение (3) с учетом условий деформирования, получаем:

$$\int_{0}^{r_{u}} rE(u)\varepsilon_{1}(u)dr + \int_{r_{u}}^{r_{m}} rE(u)\varepsilon_{2}(u)dr = 0, \qquad (5)$$

где r – расстояние до нейтрального слоя,  $r_u$  – граница зоны чисто упругой деформации,  $r_m$  – полутолщина пластины,  $\varepsilon_1(u)$  и  $\varepsilon_2(u)$  – упругие деформации в зонах чисто упругого и упруго-пластического деформирования, соответственно. При температу-

ре 
$$u < \frac{A_f - A_s}{2}$$
 деформация  $\varepsilon_1(u) = \frac{r}{R_x}$ , а  $\varepsilon_2(u) = -\left(\frac{r}{R_0} - \frac{r}{R_x} - \varepsilon_u\right)$ ,  $\varepsilon_u - деформаци-$ 

2



Рис.1.



Рис. 2.

# $\varepsilon_{1}(u) = \left(\frac{R_{x}}{R_{x}} - \frac{R_{38}}{R_{38}}\right),$ $\varepsilon_{2}(u) = \left(\frac{r}{R_{x}} - \frac{r}{R_{38}}\right).$

В вычислениях использовали значения физических констант, близких к соответствующим величинам эквиатомного сплава TiNi. Расчеты показали, что при нагреве наблюдается значительное восстановление первоначальной формы (рис.1). Начальное распределение напряжений при комнатной температуре (точка 1 на рис.1) приведено на рис.2 (кривая 1). В приповерхностной зоне пластины материал находится в сжатом состоянии. Развитие фазового перехода в этой области приводит к падению значений упругих модулей и, как следствие, к формовосстановлению. При этом сильно изменяется уровень напряжений в сечении пластины (кривые 2 и 3, рис.2). Однако во внутренней области пластины (при r < 1) материал находится в состоянии растяжения. Окончание фазового перехода во всем объеме пластины принципиально меняет поле напряжений. Во внутренней области материал оказывается в состоянии сжатия, как и в приповерхностной области (кривая 4, рис.2). Наиболее высокий уровень, как и до нагрева, отмечается на поверхности.

По-видимому, именно это состояние материала является побудителем деформационных процессов обратимой памяти формы.

#### Список литературы

- 1. Вьюненко Ю.Н. Механизм эффекта памяти формы, обусловленный эволюцией поля остаточных напряжений. Материаловедение.№12, 2003, С. 2-6.
- 2. Вьюненко Ю.Н., Носковец А.А. Роль остаточных напряжений в эффекте памяти формы аустенитного типа. // I Московские чтения по проблемам прочности. Тезисы докладов. Москва. 2009. С 50.
- Вьюненко Ю.Н. Эффект памяти формы, инициируемый механизмом остаточных напряжений. Глава 14 в кн. Перспективные технологии и методы контроля - Витебск: изд-во УО «ВГТУ», 2009 – с.384-399

# ВЛИЯНИЕ ДВУХСТАДИЙНОСТИ ПРЕВРАЩЕНИЯ НА ЭВОЛЮЦИЮ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В РАМКАХ МЕХАНИЗМА ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ЭПФ

#### Носковец А. А.

#### ТГК-1, Санкт-Петербург

Разработка методов прогнозирования поведения конструкций из металлов с эффектом памяти формы представляет собой актуальную и сложную проблему. Необходимость ее решения привело к разработке различных методов, описывающих ЭПФ и другие механические свойства материалов данного класса [1,2]. В основе каждого подхода лежит соответствующая математическая модель, описывающая поведение материала или конструкции при температурно-силовом воздействии.

В данной работе предложено развитие математической модели механизма остаточных напряжений. Изложенный в [2] подход к описанию процесса формовосстановления показал хорошее качественное совпадение с экспериментальными результатами при обратном мартенситном превращении после небольших (1-2%) пластических деформаций. В [3] правомерность такого метода была продемонстрирована в отношении деформационных процессов, наблюдаемых при прямом фазовом переходе. Однако при этом был рассмотрен простейший вариант одностадийного превращения. В реальных материалах (например, в ряде композиций TiNi) этот процесс проходит в две стадии [4], что, в свою очередь, может оказывать влияние на особенности поведения исследуемых объектов. Подтверждением данного предположения стали результаты численного эксперимента.

Решали задачу о распределении температуры в изогнутой тонкой пластине, равномерно охлаждаемой с поверхности, используя одномерное уравнение тепло-проводности:

$$p \cdot c(u) \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$
,

где u – температура, p, c(u) и  $\lambda$  – плотность, теплоемкость и теплопроводность материала, соответственно. Вместо температурной зависимости теплоемкости из [3]

$$c(u) = c_0 + c_1 \cdot \frac{\left(M_s - u\right) \cdot \left(u - M_f\right)}{\left(M_s - M_f\right)^2}$$

приняли следующую аппроксимацию c(u):

$$c(u) = c_0 + c_1 \cdot \frac{\left(M_s - u\right) \cdot \left(u - M_f\right)}{\left(M_s - M_f\right)^2} + c'_1 \cdot \frac{\left(M'_s - u\right) \cdot \left(u - M'_f\right)}{\left(M'_s - M'_f\right)^2},$$

где  $c_1$  и  $c'_1$  – тепловые коэффициенты,  $M_s$ ,  $M_f$  и  $M'_s M'_f$  – температуры начала и конца первой и второй стадии фазового перехода, соответственно.

Для начального этапа исследования и анализа результатов вычислений предположим выполнение следующих условий:

- Одинаковые температурные интервалы  $M_s-M_f$  и  $M_s-M_f'$  (в нашем случае 10 К), совпадающие (одностадийное превращение) или смещенные относительно друг друга (двухстадийное превращение) от 2 до 10 К;

- Суммарная теплота, выделяемая при перестройке кристаллической решетки должна оставаться неизменной;

- В приведенных расчетах принято считать, что с1 и с1 равны;

- Физические параметры модельного материала для всех рассмотренных случаев – постоянны и соответствуют величинам сплава TiNi, состав которого близок к эквиатомному.

Вычисления проводили, используя метод сеток. Расчеты показали, что наличие сдвига температурных интервалов двух стадий прямого мартенситного превращения оказывает заметное влияние на распределение температуры по толщине пластины. С увеличением разности  $M_s$ - $M_s$  наблюдается уменьшение градиента температур между поверхностью и центральным слоем.





Так при одностадийном превращении ( $M_s = M_s$ ) максимальный перепад температуры составляет 0.5 К (рис. 1, кривая 1), а при смещении на 2, 4, 6, 8 и 10 К (рис. 1, кривые 2–6) соответственно 0.48, 0.44, 0.33, 0.2 и 0.03 К.

Данная тенденция, учитывая особенности механизма остаточных напряжений, может объяснять преимущества ЭПФ при реализации обратного мартенситного превращения (высокие коэффициенты восстановления формы в сравнении с соответствующими параметрами прямого фазового перехода), имеющего одностадийный характер, в отличие от двухстадийного прямого фазового перехода.

#### Список литературы

- 1. Материалы с эффектом памяти формы: Справ. изд. /Под.ред.Лихачева В.А. Т.4.-СПб.: НИИХ СпбГУ, 1998.-268с.
- 2. Вьюненко Ю.Н. Механизм эффекта памяти формы, обусловленный эволюцией поля остаточных напряжений. Материаловедение.№12, 2003, С. 2-6.
- Вьюненко Ю.Н., Носковец А.А. Роль остаточных напряжений в эффекте памяти формы аустенитного типа. // I Московские чтения по проблемам прочности. Тезисы докладов. Москва. 2009. С 50.
- 4. Сплавы никелида титана с памятью формы. Часть 1. Структура, фазовые превращения и свойства. Под научной редакцией профессора Пушина В.Г. Екатеринбург, 2006.-438с.

# IN SITU БАРИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ СДВИГУ ГЦК (Cu, Ag, Au, Fe–Ni) МЕТАЛЛОВ

# <sup>1,2)</sup>Толмачёв Т. П., <sup>1)</sup>Брытков Д. А., <sup>2)</sup>Судакова А. В., <sup>1,2)</sup>Пилюгин В. П

<sup>1)</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия <sup>2)</sup>Уральский государственный университет, Екатеринбург, Россия <u>timpt@mail.ru</u>

Выполнено исследование влияния высокого давления и деформации на микротвёрдость, сопротивление сдвиговой деформации и структурные превращения ГЦК благородных металлов и железоникелевого сплава H32 в диапазоне температур 80-300 К. Структуру металлов исследовали методами оптической металлографии, электронной микроскопии, рентгеновской дифрактометрии на отражение и дифрактометрии в синхротронном излучении на просвет. Деформацию дисковых образцов диаметром 5 мм и начальной толщиной 0,30 мм проводили на твёрдосплавных наковальнях Бриджмена методом сдвига под давлением от 1 до 15 ГПа. Низкотемпературное деформирование 80 К осуществляли, помещая блок наковален в ванну с жидким азотом. Деформацию под давлением и измерение напряжения сдвига in situ осуществляли при постоянных температурах: комнатной 293 К, температуре жидкого азота 77 К и при изменениях температуры в интервале 77-293 К при охлаждении и отогреве. Момент силы сопротивления образцов измеряли электронным динамометром АЦДС-1И-1.

Установлено, что барическая зависимость сопротивления сдвигу металлов выше критического давления «непроскальзывания» образцов по поверхности пуансонов в рамках точности измерений имеет линейный характер:  $\mu = \mu(P)$  исследованных металлов растёт при увеличении давления. Температурная зависимость сопротивления сдвигу  $\mu = \mu(T)$  в интервале 80-300 К качественно подобна зависимости модуля сдвига металла от температуры. Сопротивление сдвигу обратно пропорционально сжимаемости металла. Экстраполяцией барической зависимости получены данные напряжения сдвига металлов при атмосферном давлении.

Изучена последовательность структурных превращений при увеличении деформации от малой до мегапластической. Малая деформация приводит к повышению плотности дислокаций и формированию дислокационной ячеистой структуры. По мере увеличения деформации ячеистая структура совершенствуется: форма ячеек стремится к округлой, а распределение ячеек по размерам становится более острым. Предельная деформация металлов приводит к формированию нанокристаллических структур со средними размерами кристаллитов 20-100 нм. Конечный средний размер кристаллитов каждого металла коррелирует с подвижностью дислокаций. Уменьшение подвижности влечёт уменьшение среднего размера. Кривые сопротивления сдвигу от деформации  $\mu = \mu(\varepsilon)$ , при постоянных давлении и температуре, состоят из параболической части, отвечающей стадии формирования нанокристаллических структур, и линейной, на которой сопротивление сдвигу выходит на насыщение, что отвечает сформировавшимся диссипативным структурам.

Работа выполнена по плану РАН (тема «Импульс»), при частичной финансовой поддержке Программы Президиума РАН «Физика сильно сжатого вещества» 09-П-2-1019.

# ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ПСЕВДОМОНОКРИСТАЛЛА СПЛАВА Со-29.7%Ni ПРИ β→α (ГЦК→ГПУ) ПОЛИМОРФНОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

# Хлебникова Ю. В., Табатчикова Т. И., Родионов Д. П., Казанцев В. А., Сазонова В. А.

# Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия tabat@imp.uran.ru

В кобальте и двойных сплавах Co–Mn, Co–Cr, Co–Ni реализуется полиморфное  $\beta \leftrightarrow \alpha$  (ГЦК $\leftrightarrow$ ГПУ)-превращение, в результате которого при охлаждении высокотемпературная  $\beta$ -модификация с гранецентрированной кубической решеткой превращается в  $\alpha$ -фазу с гексагональной плотноупакованной решеткой. По мере увеличения содержания легирующего элемента температура  $\beta \leftrightarrow \alpha$  превращения в сплавах Co-Mn, Co-Cr и Co-Ni понижается вплоть до температуры жидкого азота с одновременным уменьшением количества образующейся  $\alpha$ -фазы. Между кристаллическими структурами ГЦК- и ГПУ-фаз существует строгая кристаллографическая взаимосвязь, выраженная ориентационными соотношениями Вассермана:

 $(111)_{\beta} \parallel (0001)_{\alpha}; [10\overline{1}]_{\beta} \parallel [11\overline{2}0]_{\alpha}.$ 

Монокристалл сплава Co-29,7%Ni выращивали по методу Бриджмена в алундовых тиглях без затравки в атмосфере аргона при давлении 1.2-1.3 атм. В качестве заготовок были использованы слитки, изготовленные методом индукционной плавки из кобальта и никеля чистотой не менее 99.8%. Скорость кристаллизации составляла 1 мм/мин, градиент на фронте кристаллизации ~100°/см. При охлаждении ниже температуры полиморфного  $\beta \rightarrow \alpha$ -перехода ГЦК-монокристалл превращается в двухфазный ( $\beta+\alpha$ )-псевдомонокристалл. Структуру сплава исследовали методами металлографии, рентгеноструктурного анализа, дилатометрии, сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии.

Показано, что при β→α-превращении в монокристалле сплава Co-29.7%Ni реализуются четыре варианта ориентировок кристаллов α-мартенсита (в соответствии с ориентационными соотношениями Вассермана), причем весь объем кристалла разбивается на пакеты, содержащие пластины α-фазы одной ориентировки. Истинная толщина пластин α-мартенсита, определенная методом электронной микроскопии, составляет от 0.1 до 1.0 мкм. Величина гистерезиса температуры начала прямого  $\beta \rightarrow \alpha$  и обратного  $\alpha \rightarrow \beta$  превращений по данным дилатометрии составляет около 195°С. На основе рентгеновских данных рассчитана величина объемных изменений  $(\Delta V/V_{\text{расч.}} = -0.0028)$  в сплаве Со-29.7%Ni при ГЦК->ГПУ превращении. Полученное значение  $\Delta V/V_{\text{расч.}}$  сопоставимо со значением  $\Delta V/V_{\text{эксп.}}$ =-0.0026, определенным по дилатометрическим данным. Установлено, что цикл  $\alpha \rightarrow \beta \rightarrow \alpha$ -превращений в псевдомонокристалле сплава Co-29.7%Ni при его нагреве до 450°C и охлаждении со скоростями от 150 до 600°/мин не приводит к разрушению пакетного строения, то есть подтвержден факт структурной наследственности. В процессе двухчасового отжига при температуре 1150°С псевдомонокристального образца происходит его рекристаллизация с образованием крупного зерна (0.5-2.0 мм), при этом в пределах рекристаллизованного зерна пластины мартенсита группируются в пакеты, как и в исходном псевдомонокристалле.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 08-02-00047.
# СТРУКТУРА ИССКУССТВЕННОГО МНОГОСЛОЙНОГО НАНОКОМПОЗИТА Ni/Ti

#### Коржов В. П.

## Учреждение Российской академии наук Институт физики твёрдого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл., <u>korzhov@issp.ac.ru</u>

Сплавы Ni–Ti относятся к классу металлических материалов, в которых высокая прочность и эффект памяти формы, обусловленные мартенситными превращениями, сочетаются ещё с рядом других функциональных свойств, таких как коррозионная стойкость, долговечность, биосовместимость. Новые возможности в улучшении свойств сплавов возникают в связи с созданием в них нанокристаллического состояния методами интенсивной пластической деформации, к которым можно отнести и многоразовую прокатку многослойных пакетов [1], в сочетании с термообработкой. В данной работе исследуется возможность получения NiTi-сплавов в многослойных композитных Ni/Ti-лентах со слоями наноразмерной толщины.

Надо сказать, что композит, полученный прокаткой многослойных пакетов, непосредственно после прокатки, сплава, как такового, ещё не содержит. Он состоит из чередующихся слоёв чистого титана и чистого никеля. Соотношение толщины слоёв Ti и Ni  $h_{Ti}/h_{Ni}$  составляло 1,6/1, что соответствовало составу сплава, близкого к эквиатомному. Сплав должен был образоваться после термической обработки композита в процессе его структурной перестройки в результате диффузионного взаимодействия слоёв. Решающую роль в этом играет отношение площади межфазной границы к объёму фаз, которое в многослойном нанокомпозите зависит от толщины отдельных слоёв.

Необходимым условием успеха в выбранной технологии получения композитов является прочное соединение разнородных металлов, обусловленное явлением схватывания, которое происходит в результате образования при прокатке металлических связей между атомами соприкасающихся физически чистых (ювенильных) поверхностей при их сближении на расстояние действия межатомных сил. В идеальных условиях схватывание является термодинамически выгодным процессом и должно осуществляться самопроизвольно, так как энергия системы из двух соединённых металлов уменьшается за счёт ликвидации свободной поверхности.

На практике прочное соединение всех фольг в многослойном пакете достигается на первом этапе его прокатки, которая осуществляется в вакууме с предварительным нагревом до 850–900°С и достаточно большим обжатием за один проход, составляющим не менее 25–30%. Важным фактором является подготовка всех соприкасающихся поверхностей металлических фольг, которая заключается в тщательном удалении с поверхности жировой плёнки (химическим травлением с последующим длительным полосканием в проточной воде или промывкой в спирте) и обработки её металлическими щётками, после чего поверхность делалась шероховатой. Причём подготовку поверхностей рекомендуется делать не заранее, а незадолго до вакуумной прокатки. После таких процедур получалась монолитная заготовка, которая далее прокатывалась уже при комнатной температуре как массивный материал.

В первом цикле пакет собирался из 10 Ті-фольг толщиной 0,32 мм и 11 Ni-фольг толщиной 0,2 мм ( $h_{Ti}/h_{Nb} = 1,6$ ). Во втором и третьем циклах пакеты собирались из 27 многослойных фольг толщиной 0,2 мм после предыдущих циклов. На конечном этапе лента содержала более 15000 слоёв титана и никеля средней толщиной ~13 нм.

1. Карпов М.И., Внуков В.И., Волков К.Г., Медведь Н.В., Ходос И.И., Абросимова Г.Е. Возможности метода вакуумной прокатки как способа получения многослойных композитов с нанометрическими толщинами слоёв // Материаловедение, 2004, №1, с. 48-53.

# ЗАКОНОМЕРНОСТИ КИНЕТИКИ РАЗРУШЕНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СЕГНЕТОКЕРАМИКИ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ДЕЙСТВИИ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

# Жога Л. В., Дмитрук М. И., <sup>\*</sup>Шпейзман В. В.

Государственный архитектурно-строительный университет, Волгоград, Россия, <u>levjog@mail.ru</u> \*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г.Санкт-Петербург, Россия, shpeizm.v@mail.ioffe.ru

В работе экспериментально изучались закономерности разрушения поликристаллической сегнетокерамики при одновременном действии электрического поля и механических напряжений.

Образцы керамики, принадлежащей многокомпонентным системам на основе ЦТС,  $\emptyset$ 20 и толщиной h = 1 мм, изготавливались по стандартной технологии [1]. Одна сторона диска покрывалась электродом полностью, а на другой – диаметр электрода равнялся 6 мм. Механическая нагрузка создавалась методом осесимметричного изгиба [2,3]. Образец помещался на опору диаметром 13 мм и сверху нагружался пуансоном диаметром 6 мм. «Минус» внешнего электрического поля всегда при испытаниях подавался на верхний электрод диаметром 6 мм. Испытания проходили в силиконовом масле. Температура испытания 300 К. Сначала на образец подавалось электрическое поле направление которого совпадало или было противоположно вектору остаточной поляризации ( $E^{\uparrow}P$  и  $E^{\uparrow}P$ ).Напряженность поля оставалась постоянной до момента разрушения образца при увеличении ступенчатой механической нагрузки. Величина ступеньки подъема нагрузки равнялась  $\Delta \sigma =$ 1,7 МПа, выдержка при постоянной нагрузке 900 с. За долговечность τ принималось время от последней подгрузки до разрушения образца. Измерения долговечности при различных значениях механических напряжений и ступенчатом возрастании напряженности электрического поля проводились для поляризованных образцов, поэтому направление поля совпадало, или было противоположно вектору остаточной поляризации. Скорость возрастания напряжения составляла 1 кВ/с, высота ступеньки  $\Delta U=500B$ , длительность выдержки  $\Delta t = 4$  с. Статистическая обработка результатов проводилась тем же способом, что и в работе [2].

Ранее в [4] был сделан вывод о ведущей роли механического разрушения поликристаллической сегнетокерамики при одновременном приложении внешних механических напряжений  $\sigma$  и электрического поля Е. Зависимость долговечности для такого случая можно записать в виде [2]:

$$\tau = \tau_0 \exp \frac{U_0 - V_{s\phi}^{\sigma} \sigma - V_{s\phi}^E bE}{kT}, \qquad (1)$$

где будем считать, что  $V_{3\phi}^E = qV^E$ , а коэффициент *b*, имеющий размерность Кл/м<sup>2</sup>, – поляризационный заряд на единицу площади. Как и в случае механического нагружения, для которого  $V_{3\phi}^{\sigma} = nV^{\sigma}$ , для электрического нагружения эффективный и истинный активационные объемы связаны соотношением  $V_{3\phi}^E = qV^E$ . Тогда из (1) для разрушения при электрическом нагружении (постоянное механическое напряжение) можно получить уравнение для долговечности : lg $\tau = lgA_{\rm EM} - B_{\rm EM}E$ ,

$$A_{EM} = \tau_0 \exp \frac{U_0 - V_{\vartheta \phi}^{\sigma} \sigma}{kT} = \tau_0 \exp \frac{U_{\vartheta \phi}^E}{kT}, \qquad B_{EM} = \frac{V_{\vartheta \phi}^E b}{kT}, \qquad (2)$$

где  $U_{s\phi}^{E}$  – зависящая от  $\sigma$  эффективная энергия активации электрического разрушения. Коэффициент В<sub>ЕМ</sub> в формулах (2), характеризует активационный объем электрического разрушения при одновременном действии механических напряжений и электрического поля. Таким образом, в полулогарифмических координатах  $\lg A_{\rm EM}$  линейно зависит от  $\sigma$ , а по величине наклона этой прямой можно определить  $V_{s\phi}^{\sigma}$ , причем способом, не связанным с механическим разрушением.

На рис.1 приведены результаты измерения долговечности при постоянном механическом напряжении и ступенчатом возрастании напряженности электрического поля для вариантов  $E^{\uparrow}P$  и  $E^{\uparrow}P$  [2].



**Рис. 1.** Время до разрушения при постоянном механическом напряжении и ступенчатом увеличении напряженности электрического поля *E*.  $\sigma$ , МПа: 2 (*a*), E<sup>↑</sup>↑**P**,2 ( $\delta$ ). E<sup>↑</sup>↓**P** 

Затем рассчитывались коэффициенты A<sub>EM</sub> и B<sub>EM</sub> в формулах (2), по которым оценивалась величина эффективных энергии активации и активационного объема электрического разрушения при одновременном действии механического напряжения и электрического поля.

Таблица1. Характеристики кинетики разрушения поляризованной сегнетокерамики при ступенчатом увеличении электрического поля (действуют постоянных механических напряжений  $\sigma$  разной величины). Направления векторов напряженности поля и поляризации совпадают ( $E^{\uparrow\uparrow}P$ ) и противоположны ( $E^{\uparrow\downarrow}P$ )

Ē, P	σ, МПа	$A_{ m EM}$ , c	<i>B</i> <sub>EM</sub> ,10 <sup>-6</sup> Кл/Н	<del>—</del> Е, MB/м
Б↓↓р	2	$10^{39}$	6,57	5,83
E     P	6	$10^{36}$	6,78	5,35
Б↓р	2	10 <sup>39</sup>	6,06	6.65
E∣↓r	6	$10^{36}$	5,47	6.82

Если предположить, что в (1) предэкспоненциальный множитель  $\tau_0 = 10^{-13}$  с в исследованном интервале *E* и  $\sigma$ , то можно оценить энергию активации разрушения.

При  $E \leq 3$  MB/м энергия примерно постоянна и равна 2,3 эВ, а при  $E \geq 3$  MB/м убывает с ростом напряженности электрического поля. Среднее значение  $B_{\rm ME} = 1,3$  MПа<sup>-1</sup> позволяет определить эффективный активационный объем  $V_{9\phi}^{\sigma} = 7 \cdot 10^{-27}$  м<sup>-3</sup>, что близко к определенному при электрическом разрушении  $V_{9\phi}^{\sigma} = 9,5 \cdot 10^{-27}$  м<sup>-3</sup>. Сравнение дает удовлетворительное согласие, что позволяет предположить, что и при электрическом нагружении поликристаллической сегнетокерамики за счет электромеханической связи, существующей в сегнетоэлектрической керами-ке, идет механическое разрушение в дефектных местах, которое может затем приводить и к пробою образца.



**Рис. 2.** Зависимость долговечности от механического напряжения в электрическом поле. Напряженность поля, МВ/м: 1 (*a*), 2 (б). По результатам опытов были рассчитаны значения коэффициентов А<sub>ME</sub> и В<sub>ME</sub> (см. табл.2).

Таблица 2. Характеристики кинетики разрушения поляризованной сегнетокерамики под действием механической нагрузки в присутствии электрического поля разной величины. Е<sup>↑</sup>Р.

Е, МВ/м	$A_{\rm ME}$ , c	$B_{\rm ME},{\rm M}\Pi{\rm a}^{-1}$	$\overline{\sigma}$ , MIIa
0	$10^{28}$	1,31	21,3
1	$10^{30}$	1,17	25,6
2	$10^{29}$	1,31	22,2
3	$10^{25}$	1,19	21,0
4	$10^{20}$	1,36	14,7
5	10 <sup>13</sup>	1,47	8,8

Итак, физическую картину разрушения сегнетокерамик при одновременном действии электрических полей и механических напряжений можно представить следующим образом: после силовой и электрической нагрузок в дефектных местах сегнетокерамики начинают идти процессы релаксации напряжений и разрушения материала [5]. При приложении внешнего электрического поля, за счет обратного пьезоэффекта и электрострикции, возникает разность деформаций матрицы и кристаллита, и появляются внутренние механические напряжения в кристаллите, которые способствуют либо релаксации, за счет движения доменных границ, либо появлению микротрещин на границах 90°-ных доменных стенок, приводящих к пробою. Именно такие микротрещины на 90<sup>0</sup>-ных доменных стенках наблюдались внутри отдельных кристаллитов при поляризации поликристаллического BaTiO<sub>3</sub> в полях, равных примерно половине напряженности пробоя[6,7].

- 1. Яффе Б., Кук У., Яффе Г. Пьезоэлектрическая керамика. М.: Мир, 1974. С. 288.
- 2. Кинетика хрупкого разрушения материаловтв электрических и механических полях./ Жога Л.В., Шпейзман В.В.//Волгогр.гос.архит.-строит.ун-т.-Волгоград : ВолгГАСУ, 2008.-С.198с.
- Витман Ф.Ф., Уфлянд Я.С., Иоффе Б.С. // Прикладная механика. 1970. 6. 5. С. 122-125.
- 4. Панкова Г.Г., Жога Л.В., Шильников А.В., Шпейзман В.В. // Материалы международной научно-практической конференции «Пьезотехника -2003». Москва. 2003. С. 11-15.
- 5. Степанов В.А., Песчанская Н.Н., Шпейзман В.В. Прочность и релаксационные явления в твердых телах. Л., 1984. 246 с.
- 6. Shin B.-C., Kim H.-G. // Ferroelectrics. 1989. Vol. 100, №№ 1-4. P. 209-212.
- Shin B.-C., Kim H.-G. // Proc. 3<sup>rd</sup>, Internat. Conf. Conduct. Breakdown Solid Dielect., Trondheim, July 3-6, 1989. – P. 474-477.

# ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ТОК ПОЛЯРИЗАЦИИ В СТРУКТУРАХ, ИМЕЮЩИХ В СВОЕМ СОСТАВЕ НЕ 180° ДОМЕННЫЕ СТЕНКИ

Жога Л. В., Нестеров В. Н., Дмитрук М. И., Терех В. В.

Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет, г. Волгоград, Российская Федерация levjog@mail.ru, nv2-nesterov@yandex.ru, faithter@mail.ru

Абсорбционный ток сегнетокерамики может быть обусловлен особенностью динамики доменной структуры [1]. В силу существенного симметрийного 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].

Для измерения абсорбционного тока в изогнутом образце сегнетокерамики использовалась модернизированная схема Мерца [3]. Измерения проводились на нагруженных методом осесимметричного изгиба [2] поляризованных дисках сегнетокерамики на основе титаната и цирконата свинца (добротностью Q = 260 и с коэффициентом электромеханической связи k = 0,45, тангенс угла диэлектрических потерь tg $\delta = 0,56$  %, частота резонанса  $f_p = 121,1$  кГц, антирезонансная частота  $f_a = 136,1$  кГц). Верхний вожженный серебряный электрод по диаметру нагружающего пуансона 6 мм, нижний – диаметром 20 мм и толщина диска h = 1мм.



**Рис.1.** Диаграмма нормированных значений абсорбционных токов для образцов при E = 2MB/м при приложении механической нагрузки  $\sigma = 15$ MПа.  $t_1$  – время включения электрического поля,  $t_2$  – время приложения механической нагрузки,  $t_3$  – время снятия механической и электрической нагрузки

На рис. 1 приведена типичная диаграмма абсорбционного тока для образцов, полученная при следующих условиях: в момент времени t<sub>1</sub> включено постоянное электрическое поле напряженностью Е, при этом наблюдается пик силы тока абсорбции, спадающий со временем по закону, близкому к экспоненциальному. В момент времени t<sub>2</sub> прикладывается механическая нагрузка σ, а постоянное электрическое поле остается включенным. В результате наблюдается скачок тока абсорбции, который со временем спадает также по закону, близкому к экспоненциальному. Под действием нагрузки и электрического поля образуется трещина вдоль поверхности. Ток абсорбции начинает скачкообразно меняется. В момент времени t<sub>3</sub> механи-

ческая и электрическая нагрузка снимаются, и значение силы тока абсорбции падает.

Результаты обсуждаются в рамках модели возникновения тока поляризации в сегнетоэлектриках [4, 5]. Время релаксации зависит от доменной структуры, поэтому релаксация характеризуется соответствующим рядом времен  $\tau_1$  для 180° доменов и  $\tau_2$  для не 180° доменов. Необходимо учитывать, что движение не 180° доменов может вызывать как электрическое поле *E*, так и механические напряжения  $\sigma + \sigma_{cs}$ ,

где  $\sigma_{cs}$  та их часть, которая может уменьшаться за счет релаксации, а движение 180° доменов может вызывать только электрическое поле *E*.

С учетом этого рассматривается случай, когда движение одних доменных границ не влияет на движение других доменных границ, т.е. вдали от насыщения поляризации. Тогда ток поляризации сегнетокерамики можно описать системой уравнений:

$$\tau_1 \dot{p}_1 + p_1 = \alpha_1 E \tag{1}$$

$$\tau_2 \dot{p}_2 + p_2 = \alpha_2 E + \beta \left( \sigma + \sigma_{c\theta} \right) \tag{2}$$

$$i = \dot{p}_1 + \dot{p}_2 \tag{3}$$

где  $p_1$  – поляризация, обусловленная наличием 180° доменов и  $p_2$  – поляризация, обусловленная наличием не 180° доменов; коэффициенты  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\beta$  определяются геометрией взаимного расположения векторов напряженностей электрического поля  $\vec{E}$ , тензора механических напряжений  $\sigma$  и направления векторов спонтанной поляризации  $\vec{P}_S$  в 180° доменах и не 180° доменах;  $\sigma_{ce}$  описывает уменьшение внутренних напряжений за счет процессов релаксации в частности – микроразрушений; i – ток поляризации, обусловленный движением 180° и не 180° доменных границ.

Проведено компьютерное моделирование зависимости тока поляризации от времени, согласно модели по уравнениям (1–3), и получена теоретическая зависимость (рис. 2*a*), качественно согласующаяся с экспериментальной зависимостью тока поляризации от времени (рис. 1).



**Рис. 2.** Смоделированный вид нормированных значений абсорбционных токов (*a*) и нормированных значений поляризации (*b*), обусловленных движением 180° и не 180°– доменных границ при приложении электрической и механической нагрузки.  $t_1$  – время включения электрического поля напряженности E = 2MB/m,  $t_2$  – время приложения механической нагрузки  $\sigma = 15M\Pi a$ ,  $t_3$  – время снятия механической и электрической нагрузки.

В соответствии с принятой моделью в момент времени  $t_1$  при включении постоянного электрического поля напряженностью Е возникает ток смещения, и при постоянной напряженности внешнего электрического поля начинается релаксационное движение 180° доменных границ по уравнению (1) с характерным временем релаксации  $\tau_1$  под действием вынуждающей электрической силы, определяемой членом  $\alpha_1 E$ , а также движение не 180° доменных границ по уравнению (2) с характерным временем релаксации  $\tau_2$  под действием вынуждающей электрической силы, определяемой членом  $\alpha_2 E$ . В результате поляризация  $p_1$  и  $p_2$  образца возрастает, а скорость ее изменения падает (рис. 2*b*) и дает вклад в поляризационный ток согласно уравнению (3). Со временем скорость доменных границ становится меньше, ее вклад в поляризационный ток также уменьшается, что наблюдается в эксперименте (рис. 1). В момент времени  $t_2$  (рис. 1–2) при приложении механической нагрузки  $\sigma$  начинается процесс разрушения, и возникает релаксационное движение не 180° доменных границ под действием вынуждающей механической силы, определяемой членом  $\beta$  ( $\sigma + \sigma_{cs}$ ), в то время как 180° доменные границы не подвержены механическому воздействию [2]. Развитие трещины в образце определяет изменение тока от времени и определяется релаксацией напряжений  $\beta \sigma_{cs}$ .

Таким образом, под действием механической нагрузки вклад в поляризационный ток дают только не 180° доменные границы. Так как  $\tau_2 > \tau_1$  и скорость изменения поляризации в период времени от  $t_2$  до  $t_3$  меньше, чем при воздействии только одного электрического поля в интервал времени от  $t_1$  до  $t_2$  (рис. 3), поэтому уменьшение поляризационного тока происходит медленнее при переходе от  $t_2$  к  $t_3$ , чем при воздействии только одного электрического поля за время от  $t_1$  до  $t_2$ .

Модель механизмов движения доменных границ [4,5] позволяет с единой точки зрения описать экспериментальные закономерности поведения абсорбционных токов при электромеханическом воздействии. В настоящей работе показано, что с помощью этой модели можно провести анализ вкладов 180° и не 180° доменных границ в абсорбционные токи сегнетокерамики.

- 1. Пьезоэлектрическое приборостроение. Т. 1. Физика сегнетоэлектрической керамики. Под ред. А.В. Гориша. ИПРЖ «Радиотехника», М. (1999). 367 с.
- 2. В.В. Шпейзман, Л.В. Жога. ФТТ 47, 5, 843 (2005).
- 3. W.G. Merz. Phys. Rev. 88, 2, 421 (1952).
- 4. V.N. Nesterov, A.V. Shil'nikov. Ferroelectrics 265, 153 (2002)
- 5. A.V. Shil'nikov, V.N. Nesterov, A.I. Burkhanov. Ferroelectrics 175, 145 (1996).

# ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ МЕХАНИЧЕСКИ НАГРУЖЕННОЙ ГОРЕЧЕПРЕССОВАННОЙ СЕГНЕТОКЕРАМИКИ ПРИ СТУПЕНЧАТОМ УВЕЛИЧЕНИИ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

#### Дмитрук М. И., Кочергин И. В., Габриэлян А. В., Захаров К. А., Жога И. Л.

## Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет, г. Волгоград, Россия, <u>levjog@mail.ru</u>

В сегнетоэлектрической керамике при приложении внешнего электрического поля за счет обратного пьезоэффекта и электрострикции возникает разность деформаций матрицы и кристаллита, и появляются внутренние механические напряжения в кристаллите, которые способствуют либо релаксации за счет движения доменных границ, либо появлению микротрещин на границах 90°-ных доменных стенок, приводящих к пробою [1]. Следовательно, должна существовать зависимость разрушения от взаимного направления внешнего электрического поля и спонтанной поляризации образца. Возможность описать с их помощью временные эффекты при электрического разрушении, на наш взгляд, может свидетельствовать о ведущей роли механического разрушения сегнетокерамики при приложении электрического поля. Следует заметить, что в настоящей работе при описании электрического разрушения поляризованной сегнетокерамики была использована зависимость вида  $\tau = A_{\rm EM} exp(-B_{\rm EM}E)$ , справедливая для пьезоэлектрического эффекта [2].

Образцы керамики, принадлежащей многокомпонентным системам на основе ЦТС,  $\emptyset$ 20 и толщиной h = 1 мм, изготавливались по стандартной технологии [3]. Одна сторона диска покрывалась электродом полностью, а на другой – диаметр электрода равнялся 6 мм. Механическая нагрузка создавалась методом осесимметричного изгиба [2,4]. План нагружения показан на рис.1*а*. Образец помещался на опору диаметром 13 мм и сверху нагружался пуансоном диаметром 6 мм. «Минус» внешнего электрического поля всегда при испытаниях подавался на верхний электрод диаметром 6 мм. Испытания проходили в силиконовом масле. Температура испытания 300 К. Измерения долговечности при различных значениях механических напряжений и ступенчатом возрастании напряженности электрического поля (рис. 2*б*) проводились для поляризованных образцов, поэтому направление поля совпадало или было противоположно вектору остаточной поляризации.







Рис. 2. Относительные значения токов при нагружении электрическим полем при постоянной механической нагрузке 15н: *а* – пробой (5кВ\*мм<sup>-1</sup>) при нагружении по полю,  $\Delta U = 500B$ ;  $\delta$  – пробой(5,5кВ\*мм<sup>-1</sup>) при нагружении против поля,первый импульс  $\Delta U =$ 1000B, а второй и следующие – 500B, задержка разрушения 1 с.

Скорость возрастания напряжения составляла 0,5 кВ/с, высота ступеньки  $\Delta U =$ 500В, длительность выдержки  $\Delta t = 10$  с. Статистическая обработка результатов проводилась тем же способом, что и в работе [2].Последовательно с образцом включено омическое сопротивление  $R_{\mu} = 1$  кОм, напряжение на котором пропорционально току через образец и через интерфейс RS-232 записывалось на компьютере. Величина балластного сопротивления  $R_{5} = 30$  МОм. Высокое напряжение на образце контролировалось вольтметром типа C96.

Для измерения абсорбционного тока в изогнутом образце сегнетокерамики использовалась модернизированная схема Мерца [5]. На рис. 2 приведена типичная диаграмма абсорбционного тока для образцов, полученная при следующих условиях: вначале образец механически нагружается, а в момент времени 10с включено постоянное электрическое поле напряженностью Е, наблюдается пик силы тока со временем спадающий по экспоненциально подобному закону. На рис.2а можно отметить, что после электрического пробоя ток спадает до нуля. А в случае, представленном на

рис. 26 в момент разрушения ток еще возрастает до максимально возможного в данной схеме ограниченного балластным сопротивлением. В наших опытах было обнаружено, что при электрическом нагружении сегнетокерамики величина напряжённости электрического поля, при которой наступает разрушение в случае  $E^{\uparrow\uparrow}P$  меньше, чем при  $E^{\uparrow\downarrow}P$ , т.е. зависит от взаимного направления векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{P}$  при одном уровне механических напряжений. Поскольку в испытаниях измерялась плотность тока в образцах (рис.3) следует отметить более высокую скорость роста плотности тока в случае если  $E^{\uparrow\downarrow}P$  и появляющуюся нелинейность в зависимости плотности тока от времени (т.е. фактически от величины возрастающей внешней напряженности электрического поля) (рис.  $3a, \delta$ ).

Сильное влияние поляризации на электрическую прочность высокоплотной сегнетокерамики на основе цирконата-титаната свинца (ЦТС) можно объяснить механическими напряжениями, возникающими в образце при переключении не 180°ных доменов [1].



**Рис. 3.** Плотности токов в образцах сегнетокерамики при ступенчатом повышении электрической нагрузки  $\Delta E = 0.2$  МВ/м (механическая нагрузка постоянная  $\sigma = 15.5$  МПа) по полю Е $\uparrow\uparrow P(a)$  и против поля Е $\uparrow\downarrow P(\delta)$ . На врезке видно, что если усреднить в первом приближении зависимость плотности тока от времени прямой линией, то можно количественно характеризовать скорость возрастания плотности тока,  $k_a = 0.0142$  в случае Е $\uparrow\uparrow P$ ;  $k_b = 0.0166 - E\uparrow\downarrow P$ .

#### Список литературы

- Тополов В.Ю., Турик А.В. Новая моноклинная фаза и упругие эффекты в твердых растворах PbZr<sub>1-x</sub>Ti<sub>x</sub>O<sub>3</sub> // ФТТ. – 2001. – 43. – 8. – С. 1525-1527.
- 2. Кинетика хрупкого разрушения материалов в электрических и механических полях / Жога Л.В., Шпейзман В.В. // Волгогр. гос. архит.-строит. ун-т. Волгоград: ВолгГАСУ, 2008. С. 198.
- 3. Яффе Б., Кук У., Яффе Г. Пьезоэлектрическая керамика. М.: Мир, 1974. С. 288.
- 4. Витман Ф.Ф., Уфлянд Я.С., Иоффе Б.С. О вычислении напряжений при изгибе тонких стеклянных пластинок // Прикладная механика. 1970. 6. 5. С. 122-125.
- 5. W.G. Merz. Phys. Rev. 88, 2, 421 (1952).

# РАЗРУШЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СЕГНЕТОКЕРАМИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПРИ СТУПЕНЧАТОМ МЕХАНИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ

## Дмитрук М. И., Кочергин И. В., Габриэлян А. В., Захаров К. А., Жога И. Л.

Государственный архитектурно-строительный университет, г. Волгоград, Россия, <u>levjog@mail.ru</u>

В сегнетоэлектрической керамике при приложении внешнего электрического поля за счет обратного пьезоэффекта и электрострикции возникает разность деформаций матрицы и кристаллита, и появляются внутренние механические напряжения в кристаллите, которые способствуют либо релаксации за счет движения доменных границ, либо появлению микротрещин на границах 90°-ных доменных стенок, приводящих к пробою [1]. Результаты опытов [2] указывают на кинетический характер механического разрушения в присутствии электрического поля. Образцы керамики, принадлежащей многокомпонентным системам на основе ЦТС,  $\emptyset$ 20 и толщиной h = 1 мм, изготавливались по стандартной технологии [3]. Одна сторона диска покрывалась электродом полностью, а на другой – диаметр электрода равнялся 6 мм. Механическая нагрузка создавалась методом осесимметричного изгиба [2,4]. План нагружения показан на рис.1а. Образец помещался на опору диаметром 13 мм и сверху нагружался пуансоном диаметром 6 мм. «Минус» внешнего электрического поля всегда при испытаниях подавался на верхний электрод диаметром 6 мм. Испытания проходили в силиконовом масле. Температура испытания 300 К. Напряженность поля оставалась постоянной до момента разрушения образца при увеличении ступенчатой механической нагрузки. Величина ступеньки подъема нагрузки равнялась  $\Delta \sigma = 11.5$  МПа, выдержка при постоянной нагрузке 10 с. За долговечность  $\tau$  принималось время от последней подгрузки до разрушения образца. Для измерения абсорбционного тока в изогнутом образце сегнетокерамики использовалась модернизированная схема Мерца [5]. Последовательно с образцом включено омическое сопротивление  $R_{\mu} = 1$  кОм, напряжение на котором пропорционально току через образец и через интерфейс RS-232 записывалось на компьютере. Величина балластного сопротивления  $R_5 = 30$  МОм. Высокое напряжение на образце контролировалось вольтметром типа С96.



Рис. 1. Схема нагружения: а – электрическая нагрузка, б – механическая нагрузка

На рис. 2 приведена типичная диаграмма токов для образцов, полученная при следующих условиях: вначале образец электрически нагружается до необходимой напряженности электрического поля, которая в дальнейшем остается постоянной, а через 10с после этого момента начинается ступенчатое механическое нагружение.

Механическая нагрузка увеличивается до разрушения образца.В момент разрушения образца наблюдается резкое возрастание тока.



**Рис.2.** Относительные значения токов при механическом нагружении в постоянном электрическом поле 1,4MB/м. Механическая нагрузка прикладывалась, начиная с 20с.



**Рис.3.** Относительные значения токов при механическом нагружении в постоянном электрическом поле 2,9 МВ/м. Механическая нагрузка прикладывалась, начиная с 40с



**Рис. 4.** Относительные значения токов при механическом нагружении в постоянном электрическом поле 5,7МВ/м. Механическая нагрузка прикладывалась, начиная с 80с

Электрическая прочность 5,57МВ/м данной партии образцов получена при ступенчатом повышении электрического поля. Поэтому были выбраны три уровня напряженностей электрического поля: 1,4 МВ/м; 2,9 МВ/м; 5,7 МВ/м при которых проводилось механическое нагружение.

Среднее значение механических напряжений разрушения 37 МПа (при 1,4 MB/м), 23,2 МПа (при 2,9MB/м), 19,5 МПа (при 5,7 MB/м).

Можно отметить уменьшение механических напряжений разрушения сегнетокерамики при увеличении внешнего электрического поля.

## Список литературы

- 1. Тополов В.Ю., Турик А.В. Новая моноклинная фаза и упругие эффекты в твердых растворах PbZr<sub>1-x</sub>Ti<sub>x</sub>O<sub>3</sub> // ФТТ. − 2001. − 43. − 8. − С. 1525-1527.
- 2. Кинетика хрупкого разрушения материалов в электрических и механических полях / Жога Л.В., Шпейзман В.В. // Волгогр. гос. архит.-строит. ун-т. Волгоград: ВолгГАСУ, 2008.-С.198.
- 3. Яффе Б., Кук У., Яффе Г. Пьезоэлектрическая керамика. М.: Мир, 1974. С. 288.
- 4. Витман Ф.Ф., Уфлянд Я.С., Иоффе Б.С. О вычислении напряжений при изгибе тонких стеклянных пластинок // Прикладная механика. 1970. 6. 5. С. 122-125.
- 5. W.G. Merz. Phys. Rev. 88, 2, 421 (1952).

## ДИНАМИКА ОБРАЗОВАНИЯ МИКРОТРЕЩИН В ВОЛОКНИСТОМ ПОЛИМЕРНОМ КОМПОЗИТЕ ПРИ ТРЕНИИ И УДАРЕ

## Веттегрень В. И., Щербаков И. П., Ляшков А. И.

## Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт Петербург, Россия Victor.Vettegren@mail.ioffe.ru

В настоящее время для создания деталей, работающих в узлах сухого трения, используются композиты на основе полимерной матрицы армированной полимерными волокнами. Их разрушение при трении идет путем накопления микротрещин [1-7]. Этот процесс ранее был исследован методами электронной микроскопии, акустической эмиссии и рамановской спектроскопии [3-6]. Недавно было обнаружено, что за образованием и ростом трещин в кристаллах и полимерах также можно следить, анализируя форму и интенсивность вспышек люминесценции [7]. Для исследования динамики трещин в полимерных композитах этот метод не применялся.

Цель настоящей работы – исследование динамики микротрещин, образующихся в процессе трения в композите с матрицей из полифениленсульфида (PPS), армированной тканью из углеродных волокон, методом люминесценции.

#### Методика эксперимента

Для исследований использовали PPS и композиты с матрицей из PPS, армированной угольной тканью. Образцы имели вид прямоугольных пластинок с линейными размерами 17х24х9 mm. Для каждого из образцов матрицы и композита было проведено 10 измерений временной зависимости интенсивности люминесценции. Каждое измерение длилось 1,3 ms со временем оцифровки 10 ns.

Для изучения динамики трещин при ударе на пластинку композита устанавливался боек, вершина которого имела шарообразную форму. На него с высоты 20 ст падал груз весом 170 G. Для изучения трещинообразования при трении образцы помещали между двумя зажимами, и прижимали к стальному валу. Контактное давление составляло ≈ 0.1 MPa. Частота вращения вала - 27 Gz.

Возникающее излучение регистрировалось фотоэлектронным умножителем PEU-136, сигнал от которого после усиления направлялся в analog-to-digital convertor - ADC – PK 4225. Напряжение на его выходе, пропорциональное числу квантов, попавших на катод FEU через каждые 10 пs. записывалось в память компьютера.

Для выяснения природы излучающих центров были построены два спектрометра и на них были получены спектры ML.

Исследования показали, что ML имеет вид вспышек, длящихся несколько десятков µs. Каждая из них возникает при рождении трещины с линейными размерами несколько µm. Анализируя их, получили временные зависимости размеров микротрещин.

#### Результаты измерений.

Типичные временные площадей *S* микротрещин после удара по поверхности PPS стальным бойком показаны на рис. 1. Такие же зависимости наблюдались и для композита.

Используя их, нашли среднее число N трещин, образующихся в образцах за 1,3 ms, максимальную  $L_{\text{max}}$  и среднюю  $\langle L \rangle$  длину, а также среднее время  $\tau_{\text{cr}}$  между моментами их образования.

Оказалось, что число трещин, образовавшихся в композите после удара и при трении, на порядок (в  $\approx 20$  раз) меньше, чем в матрице. По-видимому, это уменьшение вызвано изменением прочности матрицы под влиянием армирующей углеродной ткани. Действительно, в работах [8,9] было установлено, что в композитах образуются граничные слои, в которых молекулы матрицы ориентированы вдоль оси воло-

кон и прочность этих слоев растет по мере приближения к оси волокон. Толщина таких граничных слоев достигает сотен µm [10], что близко к среднему расстоянию между слоями угольной ткани  $\approx 200$  µm. Кроме того, когда угольные волокна располагались параллельно плоскости скольжения, количество образующихся трещин увеличивалось в  $\approx 4$  раза, а их длина - в  $\approx 2$  раза. Среднее время между актами их появления уменьшилось в 4 раза, по сравнению со значениями этих характеристик в PPS. При перпендикулярном расположении волокон относительно плоскости скольжения количество трещин и их средняя длина уменьшились в  $\approx 5$  раз, а среднее время между актами их появления увеличилось также в  $\approx 5$  раз, по сравнению со значениями этих характеристик в PPS. Когда угольные волокна располагаются хаотично относительно плоскости скольжения, количество трещин в композите меньше в $\approx 3$ раза и их средняя и максимальная длины, а их среднего размера в  $\approx 2$  раза, по сравнению с PPS.

На рис.2 показаны зависимости числа вспышек от их площади в двойных логарифмических координатах. Видно, что экспериментальные точки укладываются на прямые линии, т.е. распределения трещин по размерам (площадям) имеют степенной вид:  $N(S) \approx N_0 S^\beta$ , где  $N_0$  – опытный параметр, зависящий от геометрии опыта. В тоже время, значения  $\beta$  не зависят от геометрии опыта и отражают особенность распределения трещин по размерам: чем меньше  $\beta$ , тем больше доля крупных трещин. Для PPS  $\beta \approx 1,9$ , а для композита  $\beta \approx 1$ . Таким образом, в композите распределение микротрещин по размерам «уширилось» за счет увеличения доли крупных микротрещин. Это явление объясняется образованием прочных граничных слоев матрицы около слоев угольной ткани.



**Рис. 1.** Фрагмент временных распределений длин микротрещин в PPS после удара стальным бойком.



Рис. 2. Зависимости числа микротрещин от площади. 1 – PPS; 2 – композит.

Таким образом, образование граничных слоев матрицы вокруг волокон оказывает существенное влияние, как на число, так и на размеры микротрещин, образующихся в композитах при трении.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП <Научные и научнопедагогические кадры инновационной России> на 2009 - 2013 годы

#### Список литературы

- 1. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука. 1974. 560 с.
- 2. Петров В.А., Башкарев А.Я., Веттегрень В.И. Физические основы прогнозирования долговечности конструкционных материалов. СПб.: Политехника. 1993. 475 с.
- Leksovskij A., Baschkin B.L., Tichkin A.P., Abdulmanov A. // Solid State Phenomena. 2008. Vol. 137. P. 9-14.

- 4. Юдин В.Е., Лексовский А.М. // ФТТ. 2005. Т. 47. Вып. 5. С. 944 950.
- Лексовский А.М. Гаврилин А.В., Баскин Б.Л. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып.5. С. 46-53.
- 6. Katerelos Dionisis G., Galiotis Costas. // Appl. Phys Let. 2004.Vol. 85, N 17, P. 3752-3754.
- 7. Веттегрень В И., Савицкий А. В., Щербаков И. П., Мамалимов Р. И. // Вопросы материаловедения. 2009. Т.57. №1. С. 141 145.
- Семенович Г.М. Структура и свойства поверхностных слоев полимеров. Киев: Наукова Думка. 1972. 258 с.
- Gabaraeva A.D., Regel V.R., Filipov N.N., Leksovskij A.M. // Faserforschung und Textiltechnik. 1978. B.29. N 1. S. 13 - 21.
- 10. Веттегрень В.И., Башкарев А.Я., Суслов М.А. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 6. С. 135-138.

# ЗАВИСИМОСТЬ МИКРОТВЕРДОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ПРИ ПОВЕРХНОСТНОЙ УПРОЧНЯЮЩЕЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОБРАБОТКЕ

#### Корнеев Д. В., Лесюк Е. А., Алёхин В. П.

Московский Государственный Индустриальный Университет korneev bmstu@bk.ru

В ряде работ нами показано, что поверхностную упрочняющую ультразвуковую обработку (УЗО) можно отнести к методам получения поверхностных наноструктур интенсивной пластической деформацией [1, 2]. Интенсивность деформационного воздействия достаточно велика – ультразвуковой инструмент производит порядка 6-10 тысяч ударов на квадратный миллиметр. Этот метод позволяет создавать наноструктурное состояние в поверхностном слое обрабатываемого материала и обеспечивает градиентное изменение его свойств по глубине модифицированного слоя. Установлено, что при этом наблюдается существенный рост прочности, твердости, износостойкости сталей и ресурса работы изготовленных из них деталей и узлов машин. Надо отметить, что помимо традиционных для машиностроения конструкционных и инструментальных сталей, таких как 4Х5МФ1С, ст 3, сталь 45, Р18, 9XC, ШХ 15, нами рассмотрено влияние УЗО на свойства сплава с памятью формы никелида титана, являющегося наиболее перспективным материалом машиностроения будущего. Результаты исследований микроструктуры поверхности никелида титана показали, что в процессе УЗО формируется ультрамелкозернистая структура, включающая обширные области с наноструктурным состоянием сплава. Микротвёрдость образцов после УЗО увеличивается от 2000 МПа (в исходном сплаве) до 3200 МПа. Установлено, что процесс упрочнения поверхности никелида титана ничем не отличается от процесса упрочнения сталей с соответствующим начальным уровнем твёрдости.

Проведенные нами исследования влияния различных видов охлаждения (воздушное, СОЖ, в среде керосина) при УЗО на микротвёрдость обработанной поверхности [1, 3, 4] конструкционных материалов показали, что микротвёрдость образца тем выше, чем термодинамически эффективнее вид охлаждения. Это объясняется тем, что процесс ультразвукового модифицирования поверхности связан с термическим воздействием, которое в случае недостаточной термодинамической эффективности вида охлаждения приводит к деградации сформированной структуры и снижению эксплуатационных свойств обработанных материалов. В развитие этой работы нами рассмотрен ещё один вид охлаждения – жидкостное охлаждение подложки обрабатываемых образцов. Они представляли собой бру-



Рис. 1. Внешний вид образца из ст.3 после УЗО



Рис. 2. Зависимость микротвёрдости исследуемых сталей от температуры охлаждения  $(1 - 20^{\circ}\text{C}, 2 - 10^{\circ}\text{C}, 3 - 0^{\circ}\text{C}).$ 

ски шириной 20 мм и толщиной 10 мм разной длины, внутри которых просверлены поперечные отверстия для циркуляции охлаждающей жидкости (полиэтиленгликоль) под давлением 0,5 атмосфер (рис. 1). В процессе эксперимента температура охлаждающей жидкости изменялась. До настоящего времени не проводилось исследований влияния температуры. как технологического параметра, на процесс УЗО. Исследованы стали: ст 3, сталь 45, 9ХС. В процессе эксперимента при неизменных амплитуде колебаний индентора 20 мкм, линейной скорости обработки 0,27 м/мин, величине подачи инструмента 0,1 мм и диаметре шара индентора 10 мм, статической нагрузке 150 Н, изменяли температуру охлаждения (0<sup>°</sup>C,  $10^{\circ}C, 20^{\circ}C).$ 

Результаты экспериментов показали, что температура охлаждения при УЗО существенно влияет на микротвёрдость обработанной поверхности. Для определения микротвердости был использован микротвердомер фирмы «Struers».

Для изучения изменения микротвёрдости по глубине деформированного слоя применен метод кинетиче-

ской микротвёрдости. Результаты измерений данным методом приведены на рис. 3.

Из рис. 2–3 видно, что для разных сталей рост микротвёрдости при переходе от температуры охлаждения 20°С к 10°С составляет в среднем 7%. Дальнейшее снижение температуры на  $10^{0}$ С до 0°С приводит к росту микротвёрдости поверхностного слоя на 5-12%. Понижение же температуры охлаждения образца при УЗО с 20°С до 0°С позволяет увеличить микротвердость на 17-25%. Влияние температуры охлаждения на микротвёрдость обрабатываемой поверхности сохраняется для ст 3 на глубине до 3 мкм, у сталей 9ХС и сталь 45 – до 6 мкм и более.

Таким образом, представленные экспериментальные исследования показали, что температура охлаждения существенно влияет на микротвердость инструментальных и конструкционных сталей при УЗО. Это ещё раз подтверждает необходимость введения в технологическую схему УЗО дополнительного оборудования – системы охлаждения обрабатываемой детали, что позволяет увеличить микротвердость обработанной поверхности в 1,2-1,6 раза в зависимости от марки стали и вида охлаждения детали.



**Рис. 3.** Изменение кинетической микротвёрдости сталей 9XC (*a*), сталь 45 (*б*) и ст 3 (*в*) по глубине упрочнённого слоя в зависимости от температуры охлаждения.

Научно-исследовательская работа проведена в рамках реализации ФКЦ «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

#### Список литературы

- 1. Лесюк Е.А., Алёхин В.П. Формирование нано- и субмикрокристаллических структур в инструментальных и конструкционных материалах и обеспечение их термической стабильности: монография. – М.: МГИУ, 2009.–247 с.
- 2. Лесюк Е.А. Технология получения нанокристаллической структуры в поверхностных слоях массивных деталей из конструкционных и инструментальных сталей. // Технология металлов.–2008.–№ 7.–с. 29-36.
- 3. Лесюк Е.А., Алёхин В.П., Ким Чанг Сик. Влияние режима ультразвуковой упрочняющей обработки на качество обрабатываемой поверхности. // Вестник машиностроения.– 2008.–№ 9.– С. 52-55.
- 4. Лесюк Е.А. Исследование влияния выбора охлаждающей среды на микротвёрдость сталей при ультразвуковой упрочняющей обработке. // Упрочняющие технологии поверхности.–2008.–№ 9.–С. 49-52.

# ENIGMA OF QUANTUM AMBIGUITY IS SOLVED: CLASSICAL DEFORMATION WAVES EXPLAINE PHASE TRANSITIONS

#### Kisel V. P.

Inst. of Solid State Physics, Chernogolovka, Moscow, Russia, kisel@issp.ac.ru

True knowledge is the knowledge of causes. Galileo Galilei

There are a lot of proofs for classical deformation origin of phase transitions (PTs) in all forms of media (solids, liquids, melts, gases, plasma, magnetic and ferroelectric lattices, biological tissues, electromagnetic fields (EMFs), etc.), and this is confirmed by the same wave-particle properties of EMFs and matter, L.-V.-P.-R. de Broglie (1924), [1-5]. The liquid-like material state of EMFs fields was confirmed by the numerous evidences for optical vortices and polarization singularities in them too [6]. The grounds of quantum mechanics were based on the well-known wave-particle duality of quasi-particles (for example, their motion through double slits fired a wave interference at a distant screen due to mismatch in their deformation ways). But they behaved as particles following one route or the other but not both, in the Compton- and photo-effects, CPEs, etc. [7]). Recent works [7,8] insist on their semi-classical treatments (classic electromagnetic field waves - 'quantum' particle) as the classical treatments of superconductivity, superfluidity and the so-called 'quantum' Hall effects in the work [2]) which allows to rule out some indefiniteness in their early treatments. It is well established only the discrete jump-like (wave) motion of elementary plastic shears with quasi-particles (or dislocation-like line defects) at nano-, micro-, meso-, macro- [1-3,9] and global [1,2,9])-scale lengths of deformation, their flow stresses scale along the deformation curve for all materials and under all tests [1-3,9]. The micro-plasticity stage with the increasing number of defects in mobile ensembles [1-3,9,10] and localized macro-plastic deformation (multiplication of defects, cells, fissures, etc.) at the PTs [1-3,5,9,11]) are well characterized by deformation waves [3,4]. The same discrete changes are typical for various PTs, including radioactive decay, nuclear fission up to the Universe development [1-2,9], different scales of conductivity, charge and electric polarization, the integer and the so-called 'quantum' Hall effects [2], energy and heat radiation-absorption, magnetization (Barkhausen's drops and metamagnetic transitions), etc. It is very important to stress that all the above dependences have the threshold values for their beginning, and this property is common with step-like deformations governed by the double cross slip of dislocation-like defects [1-3,6,7(Fig.2.1)]. If the EMFs have the same plastic properties around the mobile quasi-particles as in standard matter, their motion through the media deformation explains the so-called duality in particle-wave properties of quasi-particles of EMFs (electrons, neutrons, atoms, molecules, photons, irradiation) with the same properties as the mobile quasi-particles in solids, liquids, gases, etc. [1-2]. This approach allows to explain the so-called particle-wave duality of sporadic single quasiparticles (see the consideration of the two types of experiments in a two-path interferometer by P. Grangier, G. Roger, A. Aspect (GRA), the delayed-choice gedanken experiment proposed by J. A. Wheeler, and the single-electron buildup of interference pattern by A. Tonomura, J. Endo, T. Matsuda, T. Kawasaki, H. Exawa, (Fig 1.3) in the book [7]). The last two-slit one directly showed the sporadic distribution of the first electrons at the screen (Figs 1.3a,b) and the settled interference picture at massive density of electrons (Figs 1.3c,d,e). The type I of the GRA experiment gives the same picture of deformation origin of early electrons distribution: sporadic detection probabilities of two-arms photons where the damping difference between the energies of EMFs optical paths points to the absence of coincidence in output detectors (A=0 - the so-called absolute anticorrelation [7]) - the seeming detectionof phonons – energy portions of ECFs. But in the case of massive deformation of EMFs - the numerous single-photon reflections - we consider the back and forth weakly damping

dislocation-like optical path comparing with the less reflecting damping arm (compare with the same picture for dislocations in [9]). When the phase shift between optical arms is varied due to different optical pathlengths, they unite at the various wave-interference pictures (type II of the GRA experiment [7]).

So, it is the key role of abundant deformation at PTs that points to wave manifestation of EMFs at CPEs, the C.J. Davisson – L.H Germer (1927), G.P. Thomson (1928), etc. experiments on wave diffraction-interference of EMFs and quasi-particles in crystalline matter. The laws of properties conservations for the twined-born particles (the so-called Einstein-Podolsky-Rosen paradox (1935) or delayed-choice experiment in the work [7]) may be explained by the deformation of external media too.

It is why the rare dislocation-like ensembles around of single quasi-particles [7] or the semi-classical experiments without the governing role of particle-lattice wave deformation around them [12] (due to electron inertia in R.C. Tolman-T.D. Stewart (1916) and the inverse effect by S.J. Barnett (1931) at high strain rates experiments [9], the determination of electron charge by R.A. Millikan (1913) ) demonstrate their properties as corpuscles only. It is worth stressing that the ordinary materials are much hardened and deformed under cooling [11], and abundant deformation of media is the cause of the so-called seeming waveparticle duality (the so called 'quantum nature' of matter) at low-temperatures [2,5] This conclusion was confirmed in the works [1,2,5,11]. It is worth noting that the quasi-particle (electron, proton, photon, etc.) back and forth motion in atoms-molecules-matter is the changes in molecule conformation/media deformation and it is determined by accompanied with jump-type energy consumptions-generation (the so-called Planck's adsorption-radiation of physical EMFs) in fixed portions (the work of deformation) [1-2]. The adsorbed power portions of EMFs -photons can be stored in electronic excitations of media or in the EMFs which plays the role of physical ether. New verification of the key role of EMFs in the experiments of Doppler's effect with double stars and Michelson's interference demands only the relativistic composition of the EMFs (c), light (c) and the Earth-stars (V) velocity vectors and the experiment accuracy has to be higher than the orderof-magnitude of V/c. In the frames of key deformation in phase transitions the nuclear decay, fission and the particles disintegration under collisions, the so-called weak and strong their interactions may be investigated in the coarse of deformation and fracture of soft and hard nuclear particles. In this case the so-called weak interaction is inherent to very hard materials, while the strong forces are typical to the softer ones and the so-called parity nonconservation which is typical for weak interactions means that the last ones are the hard nuclear particles with extremely short life time before fracture and superfast plastic relaxation hardening before the opposite magnetic field ordering and preferred  $\beta$ -emission (particle fracture) directions in the famous work [13].

- 1. V.P. Kisel, N.S. Kissel. In: Functional Foods for Chronic Diseases, D&A Inc., Richardson, TX 75080 (USA), Ed. by Dr. Martirosyan D.M., p. 213 –234 (2006).
- 2. V.P. Kisel, arXiv.org/abs/0905.4428v1 (2009).
- 3. V.P. Kisel, Phys. Stat. Sol. (a). 1995, v. 149, No 1, pp. 61-68.
- 4. L.B. Zuev, Int. J. Solids Struct. 2005, v. 42, pp 943-949.
- 5. V.P. Kisel,1st Moscow Readings on Materials Strength, Moscow,1-3.12.12.2009, 95.
- 6. M.R.Dennis, K.O'Holleran, M.J. Padgett. Progress in Optics, 2009, v. 53, pp 293-363.
- 7. G.Greenstein, AG.Zajonc. The quantum challenge. Sudbury, Jones & Bartlett Publ., 2006.
- 8. V.V. Aristov, Doklady RAS. 2009, v. 425, No 6, pp 751-753; No 5, pp 610-612.
- 9. V.P. Kisel. Mater. Sci. Forum. 1993, v. 119-121, pp 233-238
- 10. V.P. Kisel et al. Phil. Mag. (London). 1993, v. 67A, No 2, pp 343-360.
- 11. L.G.Bolkhovitinov, V.F.Pisarenko, V.A.Sadovskii. Izv. AN SSSR. Fizika Zemli, 1982, No12.
- 12. V.P. Kisel, reprint at cond-mat/0009246v1 (2000).
- 13. I.M. Tsidil'kovskii. Uspekhi Fiz. Nauk. 1975, v. 115, Iss. 2, pp 321-331.
- 14. C.S.Wu,E.Ambler,R.W.Hayward,D.D.Hopes,R.P.Hudson.Phys.Rev.1957,v.105,1413.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С ПОКРЫТИЯМИ

## Букетов А. В., Стухляк П. Д., Добротвор И. Г.

## Тернопольский национальный технический университет имени Ивана Пулюя, Тернополь, Украина, buketov@tstu.edu.ua

Важным заданием инженерных расчетов является оценивание прочности металлов и сплавов в условиях напряженно деформированного состояния. Критерием прочности системы "покрытие – основа" выбран коэффициент Пуасона, который учитывает соотношение нормальных и тангенциальных напряжений адгезива и субстрата. На основе диаграмм напряженно деформированного состояния и значений коэффициентов Пуассона покрытия и основы рассчитано значение эквивалентных напряжений на границе раздела фаз, что позволяет прогнозировать характеристики систем в процессе эксплуатации. В качестве покрытий использовали материалы на основе эпоксидного олигомера марки ЭД-20 с дисперсными наполнителями ферро-, пара- и диамагнитной природы с размером частиц 5-63мкм. При формировании материалов предварительно (до введения отвердителя) проводили магнитную обработку (МО) и ультрафиолетовое облучение (УФО) композиций.

Показано, что в зависимости от физической природы наполнителя МО приводит к снижению модуля упругости покрытий на 17-25%, а УФО обеспечивает его повышение на 15-40% в сравнении с необработанными покрытиями. Доказано, что МО композиций обеспечивает пластифицирующее действие, вследствие чего вокруг наполнителя в покрытии образуются поверхностные слои значительной толщины. В результате формируется изотропный пластический материал с равномерно распределенными частицами в объеме матрицы. Установлено, что после МО максимальная деформация покрытий увеличивается относительно необработанных покрытий, а после УФО максимальная деформация уменьшается. Результаты исследований подтверждают предположение о том, что в случае МО материал переходит из хрупкого в пластичное состояние, а в случае УФО хрупкость покрытий увеличивается. Установлено, что во всех, без исключения, случаях после модифицирования композиций МО и УФО наблюдали уменьшение коэффициента Пуассона покрытий на 3-5%. Следовательно, расчеты соотношений продольных и поперечных деформаций свидетельствуют о повышении эксплуатационных характеристик материалов. Экспериментальные результаты показывают, что разрушение происходит когда предел деформации превышает характерное для материалов и условий деформации критическое значение. В этом случае наблюдают пластическую деформацию материалов. Анализ результатов исследований показывает, что для обработанных магнитным полем композитов наблюдали отрицательное значение  $\Delta \mu$ , который характеризует их как относительно "мягкие" материалы ( $\Delta \mu = \mu^n - \mu^o$  равняется разнице коэффициентов Пуассона покрытия и основы). Модифицированные УФО покрытия характеризуются положительными значениями Ди. Анализ результатов экспериментальных исследований свидетельствует о целесообразности использования коэффициента Пуассона покрытия и основы при оценивании нормальных и эквивалентных напряжений на границе раздела фаз.

# ПРОЧНОСТЬ И ОСОБЕННОСТИ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ МЕДИ И СТАЛЕЙ Ст20 И 12X18H10T

#### Гладковский С. В., Коковихин Е. А., Смирнова С. В., Трунина Т. А.

ИМАШ УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия. gsv@imach.uran.ru

Применение слоистых композитов позволяет значительно снизить металоемкость машиностроительных изделий и конструкций и одновременно получить улучшенный комплекс механических и эксплуатационных характеристик по сравнению с исходными металлическими материалами. К одним их эффективных методов получения прочного соединения слоев из разнородных металлов и сплавов относится сварка взрывом с последующей прокаткой композитов.

В работе изучены механические свойства при испытаниях на растяжение при комнатной температуре, процессы структурообразования и особенности разрушения трехслойных металлических композитов системы «Медь М1-Ст20-Медь М1» и «12Х18Н10Т-Ст20-12Х18Н10Т» после сварки взрывом и дополнительной теплой и холодной прокатки. Замеры микротвердости по сечению композитов показали, что наибольший эффект упрочнения после холодной прокатки с обжатием 50% (∆HV≈280-400 кгс/мм<sup>2</sup>) наблюдается во внешних слоях из стали 12Х18Н10Т, что связывается с измельчением структурных элементов и образованием 25% α'мартенсита деформации. Полученный трехслойный композит «12X18H10T-Ст20-12X18H10T» характеризуется повышенными прочностными свойствами после сварки взрывом ( $\sigma_B$ =740 МПа, $\sigma_{0,2}$ =660 МПа) и дополнительной прокатки с обжатием 50% при 500°С (σ<sub>в</sub>=990 МПа,σ<sub>0.2</sub>=940 МПа) и прокатки при комнатной температуре  $(\sigma_{\rm B}=1080 \text{ M}\Pi a, \sigma_{0.2}=860 \text{ M}\Pi a)$ . Пластические свойства при этом сохраняются на достаточно высоком уровне (б= 11-20%; ψ= 26-38%). Композит М1-Ст20-М1 также обладает улучшенным комплексом механических свойств по сравнению с исходными материалами. Однако оцениваемое по приросту величины  $\Delta HV$  деформационное упрочнение композита после холодной прокатки для центрального слоя стали Ст20 оказывается более значительным ( $\Delta HV \approx 90 \text{ кгс/мм}^2$ ), чем для внешних слоев меди марки M1 ( $\Delta HV \approx 25 \ \kappa rc/mm^2$ ).

Макро- и микрофрактографический анализ поверхности изломов разрывных образцов из изученных композитов после сварки взрывом и последующей прокатки позволил установить, что разрушение внешних слоев стали 1218Н10Т и меди М1 всегда развивается по вязкому ямочному механизму. В то же время холодная прокатка сварного композита с обжатием свыше 50% вызывает появление в центральном слое из стали Ст20 на фоне вязкого ямочного рельефа характерных для деформированных низкоуглеродистых сталей участков расслоения. Это указывает на исчерпание способности материала к дальнейшему деформированию при комнатной температуре. Установлено, что при достижении высоких степеней обжатия ≈ 70-75% трехслойные композиты могут разрушаться и непосредственно в процессе холодной прокатки как по границе сварного шва, так и по центральному слою Ст20. При этом поверхность разрушения слоя стали Ст20 характеризуются специфическим макро- и микрорельефом, отличающимся от строения изломов разрывных образцов.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы Президиума РАН № 22 «Фундаментальные проблемы механики взаимодействий в технических и природных системах» и Гранта РФФИ - Урал (проект 10-02-96041).

# ОСНОВНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ДОСТИЖЕНИЯ ВЫСОКОПРОЧНОГО СОСТОЯНИЯ В СТАЛЯХ РАЗНЫХ СТРУКТУРНЫХ КЛАССОВ

## Мальцева Л. А., Мальцева Т. В., Озерец Н. Н., Левина А. В.

ГОУ ВПО «Уральский государственный технический университет – УПИ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург, Россия mla@mtf.ustu.ru

Для получения высокопрочной проволоки или ленты со специальными физикомеханическими свойствами (теплостойкостью, коррозионной стойкостью), предназначенной для изготовления упругих элементов используют коррозионностойкие стали на основе ОЦК и ГЦК решеток. Технологическая особенность таких сталей – возможность термомеханического упрочнения, включающего закалку на пересыщенный ( $\alpha$  или  $\gamma$ ) твердый раствор, последующее холодное волочение (или плющение) и заключительное последеформационное старение на готовом размере или на готовом изделии.

В данной работе систематизируются результаты исследования механических свойств и фазового состава, практически безуглеродистых метастабильных аустенитных и аустенитно-ферритных сталей на Fe–Cr–Ni основе, выполненных в комплексе со структурными исследованиями. Рассматриваются возможные механизмы упрочнения при термической обработке (закалки на пересыщенный твердый раствор, а также последующего заключительного старения) и пластической деформации и их взаимовлияние на формирование механических свойств. Обсуждаются механизмы структурных превращений, ответственных за высокую пластичность сталей с метастабильным аустенитом.

Рассмотрим вклад различных механизмов в показатели прочностных свойств аустенитных и аустенитно-ферритных сталей, различающихся устойчивостью у-фазы по отношению к мартенситному превращению. Дополнительное легирование Мо, Ті, Со и Аl в сплавах системы Fe–Cr–Ni сравнительно слабо проявляет влияние на механизм твердорастворного упрочнения. Известно, что эффективность влияния легирующих элементов на свойства аустенита определяется базовой композицией данного аустенита. Все исследуемые в данной работе стали имели одну и ту же базу легирования – Fe-Cr-Ni. Поскольку наибольший вклад в упрочнение аустенита вносят элементы внедрения, содержание которых для исследуемых сплавов было ограничено (C  $\leq$  0,03 %), то в закаленном состоянии стали аустенитного класса имеют самые низкие прочностные свойства, и высокие пластические свойства. Стали аустенитно-ферритного класса, имеют структуру, состоящую из двух фаз разной твердости в соотношении 50:50. Причем аустенит, как и аустенит вышеописанных сталей имеет низкую твердость, прочность и высокую пластичность, и б-феррит аномально высокой твердости, вследствие наличия в нем равномерно распределенных дисперсных частиц округлой формы типа В2. Наличие двух фаз различной твердости и прочности приводит к тому, что интегральные значения прочности двухфазных аустенитно-ферритных сталей остаются относительно невысокими и составляют ~ 900 МПа, по сравнению с аустенитными сталями (σ<sub>в</sub> которых колеблется в зависимости от легирования от 540-600 МПа). Наиболее заметный вклад в упрочнение оказывает деформационное упрочнение в сталях всех структурных классов, но наиболее ощутимо это влияние сказывается на сталях аустенитно-ферритного класса, имеющих гетерофазную структуру, в которой наблюдается механизм деформационного упрочнения как аустенитной фазы, так и δ-феррита, а также вновь образовавшегося мартенсита деформации. Аустенитно-ферритные стали имеют более высокий коэффициент деформационного упрочнения, однако все исследуемые стали аустенитного

класса пониженную энергию дефектов упаковки от величины которой зависит, прежде всего, подвижность дислокаций (способность их к поперечному скольжению, легкость пересечения) [1]. Следует отметить особо высокую технологичность этих сталей, что позволило проводить холодную пластическую деформацию с чрезвычайно высокими степенями обжатия  $(e \ge 2,32..5,0)$ . Как показали электронномикроструктурные исследования проведенные на одной из исследуемых аустенитных сталей 03Х14Н11К5М2ЮТ при малых степенях деформации, на фоне однородно распределенных дислокаций, появляются многочисленные дефекты и двойники. С увеличением степени суммарного обжатия в структуре появляется мартенсит деформации, количество которого увеличивается с увеличением степени холодной пластической деформации и достигает порядка 60-70 % [2]. Вследствие развивающегося в процессе деформации мартенситного превращения и протекания ТРИПэффекта, исследуемые аустенитные стали с метастабильным аустенитом обладают столь высокой пластичностью и технологичностью. При интенсивной пластической деформации превышающей истинную деформацию *е* ≥ 2,32..5,0 в исследуемых аустенитных сталях на смену дислокационного механизма приходит ротационный механизм, приводящий к образованию нанокристаллического состояния. Применение столь высоких степеней обжатия позволило повысить прочностные свойства аустенитных сталей более чем в 4 раза.

Таким образом, после высоких суммарных деформаций во всех исследуемых сталях как аустенитного, так и аустенитно-ферритного классов, формируется преимущественно мартенситная (или мартенситно-ферритная) структура для которой, как и в сталях мартенситно-стареющего класса, ведущую роль в упрочнении играет заключительная технологическая операция – старение, приводящее к дисперсионному упрочнению, вследствие выделения дисперсных частиц интерметаллидной фазы типа (Fe,Ni)Al, (Fe,Ni)<sub>3</sub>Al или других интерметаллидных фаз, состав, которых определяется дополнительным легированием.

Работа выполнена в рамках гранта Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (МК-4474.2009.8) и программы «У.М.Н.И.К.».

- Гольдштейн М.И. Металлофизика высокопрочных сплавов: Учебное пособие для вузов / М.И. Гольдштейн, В.С. Литвинов, Б.М. Бронфин. М.: Металлургия, 1986. 312с.
- Мальцева Л.А. Исследование формирования структуры метастабильной аустенитной стали 03Х14Н11К5М2ЮТ при деформационном воздействии / Л.А. Мальцева, Н.Н. Озерец, И.И. Косицина, С.В. Грачев, В.А. Завалишин, А.И. Дерягин // МиТОМ. 2008. №10. С.14-18.

## ЭВТЕКТИЧЕСКИЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ ХАЛИКОВА КАК ПОСТОЯННЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ЭЛЕМЕНТОВ НА ДИАГРАММАХ СОСТОЯНИЯ

#### Халиков А.Р.

## ГОУ ВПО Уфимский государственный авиационный технический университет, г. Уфа, Россия, <u>2-99@bk.ru</u>

В процессе изучения диаграмм состояния эвтектического типа, с целью расчета эвтектических концентраций, были обнаружены числа (величины), которые являются постоянными для конкретных элементов и соединений. Кроме известных постоянных величин элементов и их соединений, таких как: молярная масса, температура плавления, энтальпия, энтропия, атомный объем, плотность, атомный радиус, удельная теплоемкость, которые используются для тех или иных расчетов, была введена новая величина названная эвтектическая составляющая  $E_S$ . Эвтектические составляющие элементов или соединений используются для точного расчета эвтектической концентрации на определенной (конкретной) диаграмме состояния.

Сплавы эвтектического типа уникальны по физическими свойствам, они состоят из фаз с резко отличающимся электронным строением.

При двух компонентах, образующих систему, результат сплавления может быть довольно сложным и разнообразным. Решение ряда теоретических проблем, связанных с расплавлением материалов, синтезом новых соединений, на основе металлических, оксидных солевых, органических систем, требует знания диаграмм состояния. В то же время для многих систем, в особенности многокомпонентных, экспериментальные диаграммы состояния еще не построены. Для компьютерного построения многокомпонентных систем требуется соответствующие математические модели, программное обеспечение и банк данных.

Эвтектические сплавы применяют для наноэвтектических материалов, эвтектических композиционных материалов, полупроводниковых материалов, для получения сверхпроводников, магнитножестких композиций, и материалов различного промышленного применения.

Математическое моделирование двух- и многокомпонентных диаграмм состояния по термодинамическим критериям и методам, для большинства систем предопределяют низкую эффективность большинства существующих математических моделей. В связи с этим возникла необходимость в систематизации, обобщении и анализе многочисленных результатов исследований по проблеме моделирования эвтектических концентраций.

Впервые получены данные об эвтектических составляющих элементов. Доказано что эвтектические составляющие постоянные величины элементов. Разработаны способы, алгоритмы и реализующие их компьютерные программы позволяющие проводить численные расчеты эвтектических составляющих, эвтектических концентраций двух- и многокомпонентных диаграмм состояния, на базе предложенной модели. Разработана методика информационной оценки элементов образующие эвтектические сплавы бинарных и многокомпонентных диаграмм состояния с конгруэнтно плавящимся соединением ограниченной системами эвтектического типа.

Получено уравнение (1) для определения эвтектических составляющих

$$Es(A) = \frac{Es(B) \cdot x^2}{(1-x)^2}$$
, (1)

где  $E_S(A)$  – эвтектическая составляющая элемента или соединения A,  $E_S(B)$  – эвтектическая составляющая элемента или соединения B, x – эвтектическая концентрация.

На диаграмме состояния Bi–Pb [1] эвтектическая концентрация висмута 56 (ат.%), концентрация свинца 44 (ат.%), тогда воспользовавшись (1), определяем Es(Pb), при этом принимая Es(Bi) = 1 (начало отсчета):

$$E_{s}(Pb) = \frac{E_{s}(Bi) \cdot x^{2}}{(1-x)^{2}} = \frac{1 \cdot 0,44^{2}}{0,56^{2}} = 0,617347,$$
(2)

где *х* – эвтектическая концентрация.

Для того чтобы определить *Es* для следующего элемента, необходимо его наличие в трех компонентной диаграмме состояния с эвтектикой или продолжение элемента на другой диаграмме состояния с эвтектическим равновесием, таким элементом может стать Sn с диаграммой состояния Sn-Bi, следовательно, *Es*(Sn) определяется уравнением (3). Затем можно определить *Es*(Si), используя диаграмму состояния Si–Sn (уравнение (4)), для определения *Es*(Al) необходимо использовать диаграмму состояния Si–Al (уравнение (5)). Если попытаться вновь определить *Es*(*Sn*), но только на этот раз используя диаграмму состояния Sn–Al вместо Sn–Bi (уравнение (6)) то мы приходим к результату уравнения (3):

$$Es(Sn) = \frac{Es(Bi) \cdot x^2}{(1-x)^2} = \frac{1 \cdot 0,43^2}{0,57^2} = 0,569098184,$$
(3)

$$Es(Si) = \frac{Es(Sn) \cdot x^2}{(1-x)^2} = \frac{0.569098184 \cdot 0.031^2}{0.9969^2} = 5,50031 \cdot 10^{-6},$$
(4)

$$Es(Al) = \frac{Es(Si) \cdot x^2}{(1-x)^2} = \frac{5,50031 \cdot 10^{-6} \cdot 0,878^2}{0,122^2} = 0,0002850209,$$
(5)

$$Es(Sn) = \frac{Es(Al) \cdot x^2}{(1-x)^2} = \frac{0,000284904 \cdot 0,978^2}{0,022^2} = 0,569098.$$
 (6)

Рассчитывая Es(Ge) с использованием данных диаграмм состояния Ge–Ga, Ge–Pb, Ge–Sn, Ge–Tl, Al–Ge, Zn–Ge, [1] всегда приходим к одному и тому же значению Es(Ge) = 5,63·10<sup>-5</sup>; рассчитывая Es(Zn) с использованием данных диаграмм состояния Zn–Sn, Al–Zn, In–Zn, также приходим к одному значению Es(Zn) = 0,017955. То же самое происходит и с другими элементами, входящими в состав эвтектики. Таким образом, доказано, что величины *Es* являются постоянными для конкретных элементов или соединений! Данным методом определяются *Es* для остальных элементов. Всего в определено *Es* для 52 элементов [3]. Результаты расчета *Es* для разносортных атомов занесены в табл. 1.

N⁰	Элемент	<i>Es</i> элемен- та	N⁰	Элемент	<i>Еѕ</i> элемен- та	N⁰	Элемент	<i>Еѕ</i> элемен- та	N⁰	Элемент	<i>Еѕ</i> элемен- та
1	Ag	0,00224125	14	Eu	0,006826	27	Ni	5,46E-05	40	Sn	0,569098
2	Al	0,00028786	15	Ga	0,33845	28	Np	0,000772	41	Sr	5,72E-19
3	As	0,00025709	16	Gd	0,000228	29	Os	1,71E-07	42	Tb	0,000144
4	Be	3,0848E-05	17	Ge	5,63E-05	30	Ра	0,000121	43	Th	0,000291
5	Bi	1	18	Hf	5,87E-05	31	Pb	0,617347	44	Ti	0,000127
6	Cd	1,38021419	19	Но	0,000102	32	Pd	2E-05	45	Tl	3,145292
7	Cm	6,7058E-05	20	In	5,46E-06	33	Pu	0,45126	46	U	0,000589
8	Со	4,2866E-05	21	Lr	0,000519	34	Rb	3,18E-13	47	V	1,89E-05
9	Cr	3,2383E-05	22	Lu	0,000168	35	Ru	4,9E-06	48	W	3,26E-07
10	Cs	1,8911E-13	23	Mo	9,66E-06	36	Sb	0,072885	49	Y	0,000982
11	Cu	0,00098784	24	Na	1,34E-14	37	Sc	0,000782	50	Zn	0,017955
12	Dy	7,1741E-05	25	Nb	1,4E-05	38	Si	5,5E-06	51	Zr	4,18E-05
13	Er	0.00043003	26	Mn	1 92E-06	39	Sm	0.000509	52	В	2 32E-05

Таблица 1. Эвтектические составляющие Халикова для различных элементов

Используя эвтектические составляющие, провели расчет эвтектических концентраций для бинарных диаграмм состояния металлических систем. Например, для того чтобы определить эвтектическую концентрацию системы Zn–Sn [1] необходимо воспользоваться математической моделью (1), решить квадратное уравнение, или решить уравнение мет медом подбора (7),

$$\frac{x^2}{Es_1} = \frac{(1-x)^2}{Es_2} \Longrightarrow \frac{14,01^2}{0,017955} = \frac{85,99^2}{0,569098} \Longrightarrow 10931,77945 = 10931,77945,$$
(7)

где x – эвтектическая концентрация,  $Es_1 = Es(Zn)$ ,  $Es_2 = Es(Sn)$  (см. табл. 1).

При равенстве левой и правой части уравнения, 10931,77945=10931,77945 определяется то что в системе Zn–Sn эвтектическая концентрация Zn=14,01 (ат, %) а концентрация Sn=85,99 (ат, %).

Данные проверочных расчетов различных эвтектических систем с расчетными методами различных авторов представлены в табл. 2. Метод, предложенный автором, не учитывает влияния ни эвтектической температуры, ни температур плавления элементов или соединений входящих в состав эвтектики, что не только упрощает его применение, а делает универсальным методом расчета как бинарных, так и много-компонентных диаграмм состояния эвтектического типа.

Система	Сэвт, ат% (эксп)	Сэвт, ат% (расч). По методу автора	Абсолютная погреш- ность расчета, ΔС. Метод автора	Абсолютная погреш- ность расчета, ΔС. По методу М. Г. Круковича	Абсолютная погреш- ность расчета, ΔС. По методу М. В. Воздвиженского	Абсолютная погреш- ность расчета, ΔС. По методу Б. Б. Гуляева
Al-Si	12,2	12,21	-0,01388	3,178	2,283	-0,3758
Si-Sn	0,312	0,311	0,000403	0,227	0,227	-0,1192
Al-Sn	2,2	2,202	-0,00279	1,372	1,366	0,6476
Sn-Pb	62,7	62,78	-0,08521	-3,816	12,36	4,4853
Bi-Sn	43	43,08	-0,08936	1,773	13,143	2,9396
Bi-Pb	56	55,91	0,089835	-2,032	-16,316	2,0507
Al-Ge	71,6	71,64	-0,04937	3,249	17,9052	7,9636
Al-Zn	11,3	12,79	-1,49568	-0,608	-2,2179	2,3434
Ge-Zn	5,5	4,810	0,689933	1,0247	0,8150	-0,5787

**Таблица 2.** Сравнительные данные точности расчетов эвтектических концентраций различными методами.

В рамках данной работы решен ряд важнейших задач, которые содержат новые научно обоснованные теоретические и экспериментальные результаты, совокупность которых является достижением в моделировании диаграмм состояния эвтектического типа.

- 1. Диаграммы состояния двойных металлических систем: справочник в 3 т. / под ред. Н. П. Лякишева. М.: Машиностроение, Т.1. 1996. 992 с.
- 2. Свидетельство об официальной регистрации базы данных № 2009620550 «Эвтектические составляющие» / Халиков А. Р. М.: РосПатент, 23.11.2009.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ БЕСКОНЕЧНОЙ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТЕНКИ В ПОЛЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

# Назарова А. А., Дмитриев С. В., Пшеничнюк А. И.

Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г. Уфа, Россия <u>Asiya\_nazarova@mail.ru</u>

Взаимодействие ультразвукового поля с дефектами кристаллической решетки сопровождается рядом интересных явлений, таких как самоорганизация дислокационных ансамблей [1], поперечное скольжение [2], дислокационные реакции (например, разрыв диполя [3]) и т.д. Все это вызывает изменение механических свойств материалов, например, повышение пластичности за счет снятия внутренних напряжений в образцах, предварительно подвергнутых большим пластическим деформациям [4, 5].

В настоящей работе проводилось исследование влияния ультразвука на движение стенки одноименных краевых дислокаций с учетом массы дислокации и длины звуковой волны.

Рассматривалась бесконечная вертикальная стенка из одноименных краевых дислокаций, параллельных оси z и скользящих в плоскости xz (рис.1). Переползание дислокаций не рассматривалось, поэтому они могут скользить только вдоль оси x.



**Рис.1.** Дислокационная стенка с расстоянием между дислокациями равным *d*. Показан волновой вектор *k*, определяющий направление распространения волны сдвигающих напряжений Вектора Бюргерса таких дислокаций имеют только одну ненулевую компоненту:  $\mathbf{b}_n = (b_n, 0)$ . Положение *n*-ой дислокации характеризуется радиус-вектором  $\mathbf{r}_n = (x_n, y_n)$ . Расстояние между ближайшими дислокациями в стенке равно *d*.

Уравнение движения *n*-ой дислокации имеет вид:

$$\rho b_n^2 \ddot{x}_n + \gamma \dot{x}_n = b_n \tau_n + b_n \tau_0 \cos\left(\Omega t - k_x x_n - k_y y_n\right), (1)$$

где  $\rho b_n^2$ -масса единицы длины дислокации,  $\rho$ плотность упругой среды,  $\gamma$ -коэффициент вязкости. Первый член в правой части уравнения (1) дает силу, действующую на *n*-ю дислокацию в поле сдвиговых напряжений, созданных остальными дислокациями. Второй член описывает силу со стороны волны сдвигового напряжения, имеющей амплитуду  $\tau_0$ , частоту  $\Omega$  и волновой вектор  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ .

Для того, чтобы избавиться от рассмотрения дальнодействующих упругих полей отдельных дислокаций и бесконечного числа степеней свободы, мы представляли бесконечную стенку в виде N вложенных друг в друга дислокационных стенок, в каждой из которых расстояние между дислокациями равно D = Nd. Это позволило использовать известное решение теории упругости для поля сдвиговых напряжений, соз-

данных бесконечной дислокационной стенкой [6], и записать:

$$\tau_{n} = \frac{\pi\mu}{D^{2}(1-\nu)} \sum_{\substack{m=1\\m\neq n}}^{N} \frac{b_{m}(x_{n}-x_{m}) \left[\cosh\frac{2\pi}{D}(x_{n}-x_{m})\cos\frac{2\pi}{D}(y_{n}-y_{m})-1\right]}{\left[\cosh\frac{2\pi}{D}(x_{n}-x_{m})-\cos\frac{2\pi}{D}(y_{n}-y_{m})\right]^{2}},$$
(2)

где *µ*, *v* – модуль сдвига и коэффициент Пуассона,

характеризующие свойства изотропной упругой среды. При достаточно больших *N* такой подход позволяет оценивать поведение бесконечной дислокационной стенки.

Были найдены собственные частоты колебаний бесконечной стенки с помощью рассмотрения уравнения свободных колебаний стенки, линеаризации по малым перемещениям и решения соответствующей задачи на собственные значения. Максимальная частота колебаний определяется выражением:

$$\omega_{\max}^{2} = \frac{\pi\mu}{4(1-\nu)d^{2}\rho}.$$
 (3)

349

В уравнениях движения (1) удобно перейти к безразмерным координатам:



**Рис.2.** Зависимость скорости дрейфа  $\langle V \rangle$  бесконечной дислокационной стенки от безразмерной частоты звуковой волны  $\Omega/\omega_{max}$  в расчетах с ячейкой периодичности, включающей N дислокаций: (*a*) N = 1, (*b*) N = 2, (*c*) N = 6, (*d*) N = 10, (*e*) N = 80, (*f*) N = 160

 $t \to \frac{t}{\omega_{max}}, \ x_n \to x_n d \ , \ y_n \to y_n d \ .$  (4)

Уравнения движения интегрировались численно методом Рунге-Кутта четвертого порядка. После некоторого переходного периода наблюдалось установившееся движение центра масс, когда он двигался квазипериодически в положительном и отрицательном направлении оси х с частотой, равной частоте внешней силы. Однако смещение в одну сторону, вообще говокомпенсировалось не ря, противопо-В смещением ложную сторону, что приводило к не равной нулю безразмерной скорости дрейфа центра масс  $\langle V \rangle$ .

На рис.2 приводится зависимость скорости дрейфа центра масс стенки  $\langle V \rangle$ безразмерной от частоты звуковой волны  $\Omega/\omega_{max}$ . Нами рассмотрены ячейки периодичности стенки, включающие (a) N = 1, (b) N = 2, (c) N = 6, (d) N = 10, (e) N = 80 и (f) N = 160 дислокаций для волны сдвигонапряжений вых с  $k_{\rm r} = k_{\rm v} \neq 0$ . Вертикальные пунктирные линии показывают положения собственных частот.

Видно, что скорость дрейфа не равна нулю во всем рассматриваемом промежутке частот звуковой волны, и она возрастает на 2 порядка величины вблизи некоторых собственных частот дислокационной стенки. В случае N = 1 дислокационная стенка не имеет внутренних степеней свободы и в результате, имеется единственный резонансный пик на частоте  $\Omega/\omega_{max} \rightarrow 0$ . В случае N = 2 возможна одна мода колебаний стенки с максимально короткой длиной волны и, в результате, появляется дополнительный пик на частоте  $\Omega/\omega_{max} = 1$ .

Результаты для возрастающих значений N показывают сходимость резонансной кривой к случаю  $N \rightarrow \infty$ . Можно заключить, что в идеальном случае бесконечной дислокационной стенки, имеется узкий резонансный пик на частоте  $\Omega/\omega_{max} \rightarrow 0$  и довольно широкий пик на частоте  $\Omega/\omega_{max} \approx 0.5$ .

#### Список литературы

- 1. Г.В. Бушуева, Г.М. Зиненкова, Н.А. Тяпунина, В.Т. Дегтярев, А.Ю. Лосев, Ф.А. Плотников. Кристаллография **53**, 3, 507 (2008).
- Н.А. Тяпунина, Г.В. Бушуева, М.И. Силис, Д.С. Подсобляев, Ю.Б. Лихушин, В.Ю. Богуненко. ФТТ 45, 5, 836 (2003).
- 3. J.J. Kratochvil and F. Kroupa. Research Letters in Materials Science. Article ID 907895, 3 pages (2008).
- 4. В.В. Благовещенский, И.Г. Панин. ФММ **103**, 4, 445 (2007).
- 5. Г.Н. Малик, А.В. Мац, В.И. Соколенко. Вопросы атомной науки и техники 6, 39 (2006).
- 6. Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат (1972). 600 с.

# АТОМИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ДВУМЕРНОГО ПОЛИКРИСТАЛЛА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ И СКОРОСТЯХ ДЕФОРМИРОВАНИЯ

## Баимова Ю. А., Дмитриев С. В., Назаров А. А.

## Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия julia.a.baimova@gmail.com

В настоящее время активно развиваются деформационные методы получения объемных нанокристалических материалов [1–5]. Однако, получить однородную структуру с субмикронным размером зерен оказывается совсем не просто из-за того, что при любом известном методе деформации, как правило, в материале остаются крупные зерна, чаще всего вытянутые в направлении сдвиговой деформации [6, 7]. Более однородная структура получается при комбинировании схем деформирования, например, выполнение прокатки после равноканального углового прессования [8]. Таким образом, возникает вопрос о том, как схема нагружения материала влияет на эволюцию структуры, содержащей зерна, вытянутые в одном направлении. Метод молекулярной динамики (МД) позволяет на атомном уровне моделировать зеренную структуру металлов. Хотя метод МД позволяет моделировать только небольшие системы, его применение дает возможность качественно оценить процессы, происходящие при пластической деформации как в двумерной [9], так и в квазидвумерной постановках [10-13].

В данной работе было проведено молекулярно-динамическое моделирование динамики ГЗ при пластической деформации двумерного поликристалла. Было рассмотрено влияние ориентации плоскости действия максимального касательного напряжения по отношению к ориентации вытянутого зерна, окруженного равноосными зернами.

Расчетная ячейка, имеющая форму правильного ромба, с наложенными периодическими граничными условиями, включала 512×512 атомов. Объем расчетной ячейки был разбит на 6×6=36 областей равного размера шестиугольной формы, каждая диаметром около 20–25 нм, и характеризующихся определенной ориентацией кристаллической решетки. В каждой из областей задавалась определенная ориентация кристаллической решетки (угол  $\alpha$  между плотноупакованным направлением и осью абсцисс). В результате возникла структура, показанная на рис. 1, где ориентация зерен показана оттенками серого цвета. Ячейка периодичности содержит 21 равноосное, 6 двойных и 1 тройное вытянутое зерно. Ориентация зерен  $\alpha$  показана оттенками серого цвета в соответствии с левой шкалой, показанной на рис.1. Так же цветом показан угол разориентации соседних зерен  $\theta$ , который вычислялся как разность углов ориентации соседних зерен (правая цветовая шкала на рис. 1). Для ис-



Рис. 1. Исходная структура. Левая шкала показывает угол ориентации зерен  $\alpha$ , а правая шкала показывает угол разориентации зерен  $\theta$ . Черным цветом показана прямоугольная сетка меченых атомов



Рис. 2. Микроструктура полученная при интенсивности деформации  $\varepsilon_i = 1$  для  $a - \beta = 0^\circ$ ;  $6 - \beta = 15^\circ$ ;  $B - \beta = 30^\circ$ ;  $\Gamma - \beta = 45^\circ$ 

ходной структуры проводилась достаточно длительная термолизация, то есть выдерживание кристаллита при гомологической температуре  $T = 0.87T_{n\pi}$ . Pabhobechoe состояние считалось достигнутым, когда макроскопические параметры (объем, давление) переставали изменяться со временем. Полученная равновесная конфигурация подвергалась затем действию внешнего напряжения с заданным гидростатическим давлением p = -3.0 и максимальным касательным напряжением  $\tau_{\rm max} = 0.5$ , и углом  $\theta$ , задающим ориентацию главных напряжений  $\sigma_1, \sigma_2$ . Отметим, что  $\theta = \beta \pm \pi/4$ , где угол  $\beta$  определяет ориентацию главных осей напряжений. С целью исследовать влияние угла приложения максимальных касательных напряжений было выбрано четыре ве- $\beta = \{0^{\circ}, 15^{\circ}, 30^{\circ}, 45^{\circ}\}.$ личины В случае  $\beta = 0^{\circ}$ , зернограничное про-**(**3ΓΠ**)** скальзывание наблюдается только вдоль вытянутого зерна, т.е. вдоль абсциссы, несмотря на то, что сдвигающее напряжение действует и вдоль оси ординат. На рис. 2 показаны четыре направления вдоль которых происходит скольжение. Наибольший сдвиг наблюдается вдоль лини 2, что соответствует верхней границе вытянутого зерна.

Следующий по величине сдвиг наблюдается вдоль лини 3, что соответствует нижней границе вытянутого зерна. Скольжение вдоль линий 1 и 4 наблюдалось только на начальных стадиях деформации, пока не было достигнуто значение интенсивности деформации  $\varepsilon_i = 0.25$ . Как следствие, при интенсивности деформации  $\varepsilon_i = 1$ деформация сильно локализована, так как сдвиг протекает только вдоль ли-

нии 2. В застойных зонах происходит значительный рост зерен, а вдоль линии 2 происходит формирование множества мелких зерен. Вытянутое зерно не исчезло по-

сле деформации, более того оно еще больше удлинилось. В случае  $\beta = 45^{\circ}$  ЗГП происходит по двум соперничающим направлениям действия максимальных касательных напряжений. В результате роста зерен не наблюдается и площадь зерен в деформированной структуре остается такой же как и в исходной. Вытянутое зерно исчезает из структуры на начальных стадиях деформации, разбившись на три части малоугловыми границами, которые затем трансформировались в высокоугловые.

В случае  $\beta = 15^{\circ}$  и  $\beta = 30^{\circ}$  наблюдается промежуточное состояние между случаями  $\beta = 0^{\circ}$  и  $\beta = 45^{\circ}$ . Происходит рост зерен, но не такой значительный как в случае  $\beta = 0^{\circ}$ .

Таким образом, в работе было показано, что ориентация максимальных касательных напряжений оказывает значительно влияние на протекание пластической деформации наноматериалов.

- 1. Humphreys F.J., Prangnell P.B., Bowen J.R., Gholinia A., Harris C. // Philos Trans. R. Soc. Lond. V. A357. 1999. P. 1663-1681.
- 2. Valiev R.Z., Islamgaliev R.K., Alexandrov I.V. // Progr. Mater. Sci. V. 45. 2000. P. 103-189.
- 3. Valiev R.Z., Langdon T.G. // Progr. Mat. Sci. V.51. 2006. P. 881-981.
- Nazarov A.A., Mulyukov R.R. Nanostructured Materials. In: Handbook of Nanoscience, Engineering, and Technology, Ed. Goddard W., Brenner D., Lyshevski S., Iafrate G., CRC Press, 2003. Chapter 22. P. 1-41.
- 5. Мулюков Р.Р. // Российские нанотехнологии т.2. 2007. С. 38-53.
- 6. Apps P.J., Berta M., Pragnell P.B. // Acta Materialia V.53. 2005. P. 499-511.
- Mazurina I., Sakai T., Miura H., Sitdikov O., Kaibyshev R. // Mat. Sci. Eng. A V.486. 2008. P. 662-671
- 8. Kaibyshev R., Avtokratova E., Sitdikov O. // Mater. Sci. Forum. 2009 (submitted).
- Nakatani A. and Shimokawa T. // IUTAM Symposium on Mechanical Behavior and Micro-Mechanics of Nanostructured Materials. 2007. Springer. Printed in the Netherlands. P. 25-35.
- 10. Псахье С.Г., Зольников К.П. // Письма в ЖТФ. т.23. №14. 1997. С. 44-48.
- Shimokawa T., Kinari T., Shintaku S. and Nakatani A. // Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. V. 14 2006 P. S63-S72.
- 12. Yamakov V., Moldovan D., Rastogi K., Wolf D. // Acta Materialia V.54. 2006. P. 4053-4061.
- 13. Zheng Y.G., Zhang H.W., Chen Z., Lu C., Mai Y.-W. // Phys. Lett. A 373. 2009. P. 570-574.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛИНЕЙНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ

Дудник Е. А., Черненок С. А., Дудник Д. В.

Рубцовский индустриальный институт (филиал) ГОУ ВПО Алтайский государственный технический университет им. И.И.Ползунова, Рубцовск, Россия evgdudnik@yandex.ru

Проведен компьютерный эксперимент по моделированию наноиндентирования в двумерной гексагональной решетке типа Ni<sub>3</sub>Al (111). Исследованы влияния сдвиговых и термических антифазных границ при постоянной нагрузке на структурные превращения вблизи наноиндентора и прочностные свойства сплава.

Метод наноиндентирования как средство исследования механических свойств твердых тел в последнее время стал широко использоваться как в научноисследовательских лабораториях, так и в промышленности. Компьютерное моделирование позволяет глубже понять процессы, происходящие на микроуровне, существенно дополнить реальный эксперимент, достаточно широко применяется в научноисследовательских работах. Исследование влияния структурных состояний сплавов, с внесенными различного рода дефектами, на их механические и физические свойства актуально. Выявление роли структурных особенностей, таких как антифазные границы, позволило бы целенаправленно создавать технологию получения высокопрочных и пластичных материалов с заданным комплексом свойств.

Целью данной работы является исследование методом молекулярной динамики влияния антифазных границ на структурно-энергетические характеристики сплава Ni<sub>3</sub>Al при проникновении наноиндентора.

Методика проведения эксперимента

В качестве объекта исследования взят двумерный модельный сплав Ni<sub>3</sub>Al, распределение атомов соответствует в ГЦК решетке гексагональной атомной плоскости <111> сверхструктуры L1<sub>2</sub>. Предполагается, что данный сплав лежит на подложке, которая не взаимодействует с металлом. Размер расчетного блока 24х24 атомов. Наноиндентор представляет собой правильный треугольник с углом при вершине 45°. Атомы находятся в узлах ГЦК решетки гексагональной атомной плоскости (111) сверхструктуры L1<sub>2</sub>. На границах расчетного блока, соответствующих направлению <121>, наложены свободные граничные условия, а в направлении <110> – периодические. Межатомное взаимодействие между атомами задано потенциальными центральными парными функциями Морзе. В исходную конфигурацию сплава вводятся антифазные границы на различном расстоянии от индентора и с различной ориентацией. Температура определялась через среднеквадратичную скорость атомов по распределению Масксвела - Больцмана.

Движения атомов рассчитываются методом молекулярной динамики с использованием второго закона Ньютона. Численно решается задача Коши модифицируемым методом Эйлера.

В результате моделирования метода наноиндентирования в режиме «нагрузка/разгрузка» рассчитаны структурно-энергетические и прочностные характеристики сплава, построена P-h диаграмма, зависимости нагрузки от глубины проникновения наноиндентора. Получены, в зависимости от температуры и от положения и ориентации антифазных границ, изменения нормального и касательного напряжения. Представлена визуализация структурных превращений вблизи наноиндентора.

Результаты и их обсуждение

При наноиндентировании отклик при локальном нагружении сплава обусловлен доминирующими атомными механизмами структурных превращений и является многостадийным. Первая стадия упругого деформирования сплава, когда в области под индентором образуется зона локальных напряжений, затем плавно переходит в стадию упругопластической деформации. На второй стадии нагружения наблююдается образование и миграция структурных дефектов (вакансий, межузельных атомов, дислокаций). Третья стадия отвечает пластической деформации, на этой стадии необходимо учитывать упругую и пластическую деформацию, поскольку их вклад сопоставим, хотя доминируют механизмы пластической деформации.

В результате проведенного эксперимента построены P-h диаграммы зависимости приложенной нагрузки от глубины проникновения для сплавов различной степени упорядочения атомов (рис.1).

В упорядоченном состоянии (рис.1*a*) при температуре T = 0 К наблюдался упругий отклик вплоть до проникновения наноиндентора на глубину более 4 Å, кривая 1 растет медленно, затем переходит в стадию пластической деформации. В режиме разгрузки наблюдается упругое восстановление отпечатка. С ростом температуры глубина проникновения уменьшается независимо от упорядоченности атомного состояния сплава и отсутствует первая стадия упругой деформации.



**Рис.1.** Влияние температуры и степени упорядоченности сплава: *a*) в упорядоченном состоянии;  $\delta$ ) в разупорядоченном состоянии. При различной температуре (1 – T = 0 K, 2 – T = 100 K, 3 – T = 300 K)

Получены картины распределения областей разрыхления и уплотнения в зависимости от типа, угла наклона и расположения антифазных границ. Атомы, в зоне примыкающей к наноиндентору – уплотняются, а в зоне острия наноиндентора происходит нарушение кристалличности, образуются области разрыхления, в основной же части кристалла расположение атомов не изменяется. После режима разгрузки сплав частично восстанавливает правильное расположение атомов. С ростом температуры область некристалличности вблизи индентора расширяется, а глубина проникновения уменьшается.

Атомы, которые находятся под наноиндентором, перемещаются на поверхность, образуя «навалы». При небольшой глубине вдавливания наблюдаются незначительные смещения под наноиндентором, при увеличении глубины вдавливания область локальной деформации под индентором расширяется. При температуре 0К расположение атомов в основной части сплава не изменяется. Область локальных смещений увеличивается с ростом температуры.



**Рис.2.** В упорядоченном сплаве Ni<sub>3</sub>Al при температуре T = 0К. Влияние расположения линейных дефектов от наноиндентора в сплаве содержащем: *a*) неконсервативные термические антифазные границы,  $\delta$ ) консервативные антифазные границы. Цифрами обозначена удаленность дефекта от зоны наноиндентора, чем выше цифра, тем дальше расположен дефект

Исследование упаковки атомов показало, что небольшая глубина вдавливания характеризуется образованием частичных дислокаций с выходом на поверхность вдавливания вблизи наноиндентора. С увеличением глубины вдавливания наблюдается коллективное смещение атомов с образованием дислокаций. При относительно низких температурах, наибольшие смещения наблюдаются вблизи наноиндентора, в основной части кристалла расположение атомов не изменяется. С ростом температуры область некристалличности увеличивается, при этом глубина проникновения уменьшается.

В сплаве с антифазными границами при температуре T = 0 К глубина проникновения наноиндентора уменьшается при расположении дефекта ближе к наноиндентору. Внесение антифазных границ, как термических, так и сдвиговых, является барьером для распространения зон локальных смещений атомов.

Термические антифазные границы частично препятствуют проникновению локальных смещений через границы, независимо от ее ориентации. При этом, расположение термической антифазной границы непосредственно на близком расстоянии к наноиндентору приводит к ее разрушению и проникновению области деформации через границу.

Сравнительный анализ показал, что вблизи сдвиговых антифазных границ в отличие от термических, зоны смещения атомов меньше, независимо от их расположения. Причем локальные превращения распространяются вдоль сдвиговой антифазной границы, таковы особенности атомных механизмов структурных превращений этого дефекта.

# МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР AIN/Si, ОБЛУЧЕННЫХ НИЗКОИНТЕНСИВНЫМ ПОТОКОМ БЕТА-ЧАСТИЦ

# Дмитриевский А. А.<sup>1</sup>, Ефремова Н. Ю.<sup>1</sup>, Шуклинов А. В.<sup>1</sup>, Бадылевич М. В.<sup>2</sup>, Вихляева Е. М.<sup>1</sup>, Косырев П. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ТГУ имени Г.Р. Державина, Тамбов, Россия <sup>2</sup> INPAC, Leuven, Belgium Dmitr2002@tsu.tmb.ru

Тонкие пленки традиционно используются в планарной микроэлектронике, различных датчиках, системах магнитной и оптической записи и хранения информации, МЭМС/НЭМС, оптике, триботехнике, защите от коррозии и высоких температур и в других областях. Ясно, что появление дополнительных внутренних границ может внести существенные изменения в механические свойства, поведение при локальном нагружении и форму *P-h*-диаграмм при наноиндентировании. В работах [1,2] показана необходимость учета влияния слабых физических полей (ионизирующего облучения низкой интенсивности) на механические свойства реальных кристаллов.

В связи с этим, в работе исследовалась величина твердости на разных масштабных уровнях исходных и облученных низкоинтенсивным потоком бета-частиц структур, состоящих из аморфной пленки AlN толщиной 100 нм, выращенной на монокристаллах Si (100).

При индентировании образцов AlN/Si максимальная глубина внедрения индентора  $h_{\rm max}$  варьировалась в пределах от 50 нм до 3 мкм. Характерный вид регистрируемых в процессе индентирования AlN/Si ( $h_{\rm max} \sim 500$  нм) *P-h*-диаграмм и зависимостей мгновенной твердости  $H_{\rm m}$  от текущей глубины внедрения индентора h пред-

ставлены на рис. 1. Для сравнения, на том же рисунке, приведены *P*-*h*-диаграмма и зависимость  $H_m(h)$ , полученные на монокристаллах Si (100).



**Рис. 1.** Характерные *P-h*-диаграммы (1, 2) и зависимости мгновенной твердости  $H_m$  от текущей глубины внедрения индентора h (3, 4), полученные при индентировании структур AlN/Si – 1, 3 и монокристаллов Si – 2, 4.

Видно, что наличие аморфной пленки AlN на поверхности Si (100) приводит к упрочнению  $\Delta H = H_{\rm m}$ (AlN/Si) -  $H_{\rm m}$ (Si). Наиболее существенные различия зависимостей  $H_{\rm m}(h)$  наблюдаются при h < 100 нм. При увеличении глубины внедрения индентора величина  $\Delta H$ уменьшается, приближаясь к нулю при  $h \approx 400$  нм, когда определяющую роль в формировании числа твердости начинает играть материал подложки. Поскольку для надежного измерения величины твердости пленки необходимо, что бы ее толщина превышала глубину внедрения индентора в 7 – 10 раз [3], полученное при  $h \sim 50$  нм значение  $H_{\rm m}({\rm AlN/Si}) \approx 21$  ГПа (Рис. 1, кривая 3) не следует однозначно связывать с твердостью аморфного AlN. Тем не менее, остается очевидным, что разница  $\Delta H$ , достигающая 4 ГПа при  $h \sim 50 - 100$  нм, определяется механическими свойствами аморфной пленки AlN.

На Рис. 2 приведены изображения отпечатков индентора различной глубины, а также трещин и отслоений на срезах (выполненных сфокусированным ионным пучком), полученные методом сканирующей электронной микроскопии (SEM). При внедрении индентора на глубину  $h_{\rm max} \sim 100$  нм формируется ровный отпечаток без видимых нарушений структуры пленки (рис. 2 *a*). Увеличение глубины внедрения индентора до  $h_{\rm max} \sim 500$  нм приводит к появлению радиальных трещин и растрескиванию пленки внутри (на гранях) отпечатка (рис. 2 *б*). Дальнейшее увеличение  $h_{\rm max}$ сопровождается ростом радиальных трещин и появлением отслоений материала.

На рис. 2 в приведено SEM-изображение отпечатка глубиной  $h \sim 3$  мкм с ярко выраженными отслоениями. Нарушения структуры аморфной пленки AlN наиболее отчетливо видны на срезе, выполненном внутри отпечатка глубиной  $h_{\text{max}} \sim 1$  мкм (рис. 2 г). Образующиеся трещины преимущественно упорядочены – параллельны плоскости исходной поверхности – пленка «разрывается» при внедрении индентора. Срез, выполненный на краю отпечатка (рис. 2 д), позволяет убедиться в отсутствии каких-либо нарушений структуры пленки в неискаженной индентором области материала. Следует отметить, что под отпечатком трещины в кремнии отсутствуют (рис. 2 г). Радиальные трещины «возникают» в углах отпечатка (рис. 2 д), что согласуется с литературными данными. На рис. 2 е приведено SEM-изображение среза в области пересечения радиальной трещины и трещины, приведшей к отслоению материала. Видно, что отслаивается не аморфная пленка AlN, а слой кремния толщиной ~ 500 нм.



**Рис. 2.** SEM-изображения отпечатков индентора глубиной a) ~ 100 нм, b) ~ 500 нм, b) ~ 3 мкм, и срезов (полученных сфокусированным ионным пучком) c) внутри отпечатка глубиной ~ 1 мкм, d) радиальной трещины в вершине отпечатка глубиной ~ 1 мкм, e) отслоения за пределами отпечатка глубиной ~ 3 мкм структур AlN/Si.

Выявлено, что бета-облучение с флюенсом  $F = 3,6 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup> (при котором наблюдается первый пик W-образного разупрочнения кремния [1,2]) не приводит к качественным изменениям процесса трещинообразования в структурах AlN/Si при индентировании, однако отражается на его интенсивности. В качестве исследуемого параметра была выбрана длина трещины, отсчитанная от центра отпечатка *с* (Рис. 2 б). При сравнительно небольших глубинах отпечатков ( $h_{\text{max}} \le 1$  мкм) величина *с* под действием облучения практически не изменяется (Рис. 3). Различие становится существенным (~ 20%) при  $h_{\text{max}} = 3$  мкм.



**Рис. 3.** Зависимость длины радиальной трещины от глубины внедрения индентора для исходных – 1 и бета-облученных – 2 структур AlN/Si.

Таким образом, в работе на разных масштабных уровнях проведены феноменологические исследования механических свойств структур, состоящих из аморфной пленки нитрида алюминия на кремниевой подложке. Методом сканирующей электронной микроскопии получены изображения отпечатков индентора, а также срезов, выполненных на трещинах и отслоениях. Обнаружено увеличение склонности к трещинообразованию (при глубине внедрения индентора  $h_{max} > 1$  мкм), индуцируемое облучением бета-частицами с флюенсом  $F = 3,6 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup>.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-02-97541).

#### Список литературы

- 1. Ю.И. Головин, А.А. Дмитриевский, Журнал функциональных материалов, 1, 1, 11 20 (2007).
- А.А. Дмитриевский, Ю.И. Головин, В.М. Васюков, Н.Ю. Сучкова, Известия РАН. Серия Физическая, 72, 7, 988-990 (2008).
- 3. Головин Ю.И. // ФТТ, **50**, *12*, 2113 (2008).

# ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ ПРИ СМЕНЕ РЕЖИМОВ ТЕРМОСИЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

## Андронов И. Н., Вербаховская Р. А., Корепанова В. С.

ГОУ ВПО Ухтинский государственный технический университет iandronov@ugtu.net

В ряде работ показано, что термомеханическая обработка существенно изменяет функциональные свойства сплава, его дефектную структуру и кристаллографию продуктов мартенситной реакции [1-3]. Другая уникальная особенность предварительной термоциклической обработки – во всех режимах в целом уменьшает не замкнутость термомеханического гистерезиса, т. е. подавляет термоциклическую ползучесть с увеличением числа термоциклов [4]. В [5] показано, что при теплосменах под нагрузками через интервалы мартенситных переходов сплавы CuMn по истечении некоторого числа термоциклов имеют стабильные, не зависящие от числа термоциклов значения пластичности прямого превращения (ППП), эффекта памяти формы (ЭПФ), работоспособности материала и скорости термоциклической ползучести.

К деформационным характеристикам материалов с эффектом памяти формы при термоциклировании их через интервалы мартенситных переходов под нагрузкой относятся деформационные отклики  $\gamma_{ij}^{n}$  – деформация памяти и  $\gamma_{ij}^{nn}$  – деформация пластичности прямого превращения, которые, вообще говоря, являются функционалами, зависящими от температуры *T*, напряженного состояния термоциклирования  $\tau_{ij}$  и его предварительной термоциклической истории. В целом является характерным, что напряженное состояние и температура не однозначно определяют деформационные отклики  $\gamma_{ij}^{n}$  и  $\gamma_{ij}^{nn}$ , на которые, кроме того, влияет предварительная термоциклическая история воздействия на материал. Характерным является то, что при любом характере термосилового воздействия по мере термоциклирования при неко-
тором числе циклов материал начинает демонстрировать стабильное поведение, т.е. деформационные отклики перестают зависеть от числа циклов.

Эволюцию изменения деформационных характеристик в процессе термоциклирования при смене режимов термосилового воздействия мы относим к переходным процессам.

Изучению влияния различных режимов термоциклирования на изменения деформационных характеристик при переходных процессах посвящена данная работа. Методика исследования и обработка результатов материала данной публикации описана в работе [6].

Исследования проводили на двойных сплавах никель-титан TH-1 с длиной рабочей части 33 мм и диаметром 4 мм. Перед испытанием образцы отжигали при температуре 550  $^{0}$ C в течение 1 ч, а затем охлаждали на воздухе до комнатной температуры. Характеристики температурных мартенситных переходов (ХТМП) были выбраны так, что сплав при комнатной температуре находился в мартенситном состоянии и составили  $M_{\mu}$ =325 K,  $M_{\kappa}$ =305 K,  $A_{\mu}$ =349 K,  $A_{\kappa}$ =401 K.

Проведены две серии опытов, для которых отношение между рабочими напряжениями на этапе нагревания и охлаждения  $\tau_{\rm H}/\tau_{\rm o}$  равнялось 4,0 и 1,5 соответственно.

Экспериментальные данные первой серии испытаний для рабочих напряжений  $\tau_{\rm H}$ =50МПа,  $\tau_{\rm o}$ =12,5МПа представлены на рис. 1. На участке I показаны значения ЭПФ для необработанного материала. На участке II показаны значения ЭПФ при термомеханической обработке (TMO) и на участке III значения ЭПФ после ТМО. Напряжения термообработки соответственно составили  $\tau_{\rm H}$ =75МПа,  $\tau_{\rm o}$ =19МПа (рис.1а),  $\tau_{\rm H}$ =100МПа,  $\tau_{\rm o}$ =25МПа (рис.1б),  $\tau_{\rm H}$ =150МПа,  $\tau_{\rm o}$ =37,5МПа (рис.1в),  $\tau_{\rm H}$ =200МПа,  $\tau_{\rm o}$ =50МПа (рис.1г).



**Рис. 1.** Зависимость угловой деформации от числа циклов при рабочих напряжениях  $\tau_{\rm H}$ =50МПа,  $\tau_{\rm o}$ =12,5МПа:

Анализ кривых термомеханического гистерезиса при термоциклировании до ТМО под нагрузкой показал, что кривые гистерезиса оказались во всех случаях незамкнутыми. В результате демонстрировалось явление термоциклической ползучести, т.е. наблюдали необратимое накопление деформаций в сторону внешних нагрузок. Характерным является то (рис.1*a* и 1*б*), что при переходе от меньших напряжений (участок I) на большие (участок II) – ЭПФ демонстрирует нестабильный характер при отношении напряжений перехода не более двух (рис. 1*a*, *б*). При отношении напряжений перехода более трех раз стабилизация наступает на 4-ом термоцикле., изменение деформаций колеблется в районе 0,5% (рис. 1*в*, *г*). При переходе с напряжений ТМО (участок II) на рабочие напряжения (участок III) стабилизация ЭПФ наступает после 2-го термоцикла.

Стабилизация деформационных характеристик во всех случаях способствовала уменьшению не замкнутости термомеханического гистерезиса. ТМО при данных рабочих напряжениях качественно повлияла на угловую деформацию, увеличивая её значение в несколько раз.

Полученные результаты могут быть учтены при использовании материалов с каналами мартенситной неупругости в качестве рабочего тела мартенситных двигателей и исполнительных механизмов многоразового и одноразового действия.

Работа выполнена при поддержке Рособразования РФ в рамках аналитической ведомственной программы "Развитие научного потенциала высшей школы" (2009-2010 годы).

### Список литературы

- Фазовый наклёп при мартенситном превращении никелида титана / В. Я. Ерофеев, Л. А. Монасевич, В. А. Навская, Ю. И. Паскаль // Физика металлов и металловедение. – 1982. -53 вып. 5. – С. 963-965.
- Термомеханическая обработка как способ эффективного воздействия на мартенситные превращения и свойства никелида титана / С.Д. Прокошкин, Л.М. Капуткина, И.Ю. Хмелевская и др. // I Российско-Американский семинар в XXXI "Актуальные проблемы прочности" по теме Новые физические и механические принципы в компьютерном конструировании материалов с эффектом памяти формы, 13-17 ноября 1995 г.: Сборник докладов; - Ч. II. – СПб.: 1995. – С. 42-49.
- 3. Беляев, С. П. Способность композиции 50 Ti-47Ni-3Cu превращать тепловую энергию в механическую работу при циклическом изменении температуры / С. П. Беляев, С. Л. Кузьмин, В. А. Лихачёв // Пробл. Прочности. 1984. № 6. С. 77-80.
- Андронов, И. Н. Явление термоциклической ползучести и термоциклического возврата в сплаве ТН – 1 / И. Н. Андронов, С. К. Овчинников // Тезисы XLIV Международной конференции «Актуальные проблемы прочности», 3-7 октября 2005 г. – Вологда: 2005. – С. 151.
- Андронов, И. Н. Влияние предварительного термоциклирования на физико- механическое поведение медномарганцевых композиций в условиях проявления обратимой памяти формы / И. Н. Андронов, В. А. Лихачёв // Изв. Вузов. Цветная металлургия. 1986 – №2. – С. 97-102.
- Андронов, И. Н. Деформационные процессы в материалах с эффектом памяти формы в результате термомеханического воздействия / И. Н. Андронов, Р. А. Вербаховская, В. С. Корепанова // Сборник научных трудов: Материалы научно-технической конференции, Ухта, 14-17 апреля 2009 г. – Ухта: УГТУ, 2009. – С.364-367.

# ВЫБОР ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХПЛАСТИЧЕСКОЙ ФОРМОВКИ ТРЕХСЛОЙНОЙ КОНСТРУКЦИИ ДЛЯ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ6

# Ахунова А. Х.<sup>а</sup>, Дмитриев С. В.<sup>b</sup>

 Учреждение Российской академии наук Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г. Уфа, Россия

 <u>akhunova\_a@mail.ru,</u>

 <u>b</u>dmitriev.sergey.v@gmail.com

Важной задачей, стоящей перед современным авиастроением, является повышение эффективности и конкурентоспособности процессов изготовления изделий из металлов и сплавов методами обработки давлением, обеспечивающих необходимые эксплуатационные характеристики. Особый интерес для авиации и космонавтики представляют многослойные конструкции, состоящие из обшивок и образующего ребра жесткости наполнителя, изготавливаемые из двухфазных титановых сплавов с помощью сверхпластической формовки (СПФ) и диффузионной сварки давлением (ДС). Для повышения конструкционной прочности в последнее время наметилась тенденция использования сложнопрофильных общивок, СПФ которых требует выбора формы исходных заготовок, оптимизации формы инструмента и определение параметров СПФ с учетом деформационного ресурса наиболее деформируемых участков заготовки.

Успех применения технологии СПФ зависит от правильного назначения параметров процесса, обеспечивающих оптимальный режим пластической деформации материала. Решение этой задачи невозможно без применения компьютерного моделирования, позволяющего оптимизировать процессы СПФ.

В данной работе на основе конечно-элементного моделирования процесса СПФ трехслойной конструкции с использованием ОС титанового сплава ВТ6 определена верхняя граница скорости роста давления газа при формовке, обеспечивающей деформирование материала в условиях сверхпластичности и оценено время формовки.

Задача решалась в двумерной постановке (плоская деформация). Ввиду симметрии образца рассматривалась половина всей заготовки (рис. 1).



**Рис. 1.** МКЭ - модель a) исходного и  $\delta$ ) отформованного образца.

Моделирование проведено при различных скоростях роста давления газа в диапазоне от 629 Па/с до 25000 Па/с. На рис. 2 представлены результаты моделирования для ребер жесткости 1 и 2 (рис. 1) для скорости роста давления газа 629 Па/с. Как функции времени даны осевая деформация ребра  $\varepsilon$  (*a*) и скорость деформации растяжения ребра  $\xi$  (*б*). Характер этих кривых не меняется в зависимости от скоро-

сти роста давления газа в исследованном диапазоне изменения данного параметра.

Процесс формовки можно разделить на две стадии. На первой стадии верхняя обшивка еще не приходит в контакт с матрицей. По достижении контакта скорость деформации сначала ребра 1, а затем ребра 2 резко уменьшается (рис. 2,  $\delta$ ). По достижении контакта начинается вторая стадия. Окончание первой стадии определим моментом времени  $t_1$ , когда скорость деформации в ребре 2 упадет до 1/10 от ее максимального значения. Полное время формовки, когда обшивка приходит в контакт с матрицей по всей поверхности, обозначим через  $t_2$ . На второй стадии формоизменение связано в основном с разглаживанием складок на общивках, когда всё большая их часть приходит в контакт с матрицей. В ребре 1 достигается деформация 14% против 11% в ребре 2 (рис. 2, a), и, следовательно, в нем достигается большая максимальная скорость деформации,  $10^{-4}$  с<sup>-1</sup> против 4x10<sup>-5</sup> с<sup>-1</sup> в ребре 2 (рис. 2, a).



**Рис. 2.** Результаты моделирования при скорости роста давления газа 629 Па/с для ребер жесткости 1 (сплошная линия) и 2 (пунктир): ε (*a*) и ξ в зависимости от времени *t*.

На рис. 3 приведены максимальные скорости деформации в ребрах жесткости (*a*) и время  $t^*$ , при котором скорость деформации ребер жесткости составляет 1/10 от максимального значения ( $\delta$ ), как функции скорости роста давления газа (заметим, что  $t^*$  для второго ребра равно  $t_1$ ). Эти данные важны при назначении оптимальных параметров процесса СПФ таких, как скорость роста давления газа и время формовки.



**Рис. 3.** Максимальная скорость деформации в ребрах 1 и 2 (*a*) и *t*\* для ребер 1 и 2 (*б*) в зависимости от скорости роста давления газа.

Известно, что сверхпластическое течение для сплава ВТ6 при 900С° наблюдается в интервале скоростей деформации  $10^{-4} < \xi < 10^{-3}$ . Из технологических соображений желательно, чтобы время формовки было минимальным, поэтому будем ориентироваться на максимально возможную скорость деформации ребер. Верхняя граница скорости роста давления газа определяется ребром 1 и составляет 12000 Па/с. Так как на формоизменение ребра 2 затрачивается большее время, то для макси-

мально возможной скорости роста давления (12000 Па/с) продолжительность первой стадии формовки составит  $t_1$ =400 с.

В табл. 4 для некоторых значений скоростей роста давления газа (рис. 3,  $\delta$ ) приведены продолжительность первой стадии формовки  $t_1$ , полное время формовки  $t_2$ , а также отношение  $t_1/t_2$ . При росте скорости роста давления газа время формовки уменьшается, а отношение  $t_1/t_2$  увеличивается.

**Таблица 4.** Продолжительность первой стадии формовки  $t_1$ , полное время формовки  $t_2$  и отношение  $t_1/t_2$  для некоторых значений скоростей роста давления газа.

$dp/dt$ , $\Pi a/c$	$t_I, c$	$t_2$ , c	$t_1/t_2$
629	3417	4100	1,2
1023	2308	2900	1,26
4286	727	980	1,35
8571	420	570	1,36
25000	180	250	1,39

Таким образом, показано, что конечно-элементное моделирование СПФ трехслойных конструкций позволяет выбирать параметры процесса (скорость роста давления газа и время формовки) таким образом, чтобы минимизировать время формовки при выполнении условия сверхпластического течения в наиболее деформируемых частях конструкции, то есть, в ребрах жесткости.

### ОБЪЕМ РАБОТЫ КОЭФФИЦИЕНТА ИНТЕНСИВНОСТИ НАПРЯЖЕНИЙ В УСЛОВИЯХ МАЛО - И МНОГОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ. УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БАЛАНСА МЦУ И МНЦУ

# Кольцун Ю. И.<sup>1</sup>, Хибник Т. А.<sup>1</sup>, Кольцун А. Ю.<sup>2</sup>

## <sup>1</sup>Самарский государственный аэрокосмический университет (СГАУ), Россия; <sup>2</sup>ФГУП ГНПРКЦ «ЦСКБ-ПРОГРЕСС», Самара, Россия. koltsoun y.i@mail.ru

Оценка остаточного ресурса деталей любой энергоустановки – двигателя, компрессора, турбины – базируется на исследовании изменений структуры материала и выявлении области вероятного зарождения усталостных трещин в зонах высокой концентрации напряжений. Современное проектирование базируется на принципе безопасного ресурса, основанного на расчетных гарантиях отсутствия усталостных трещин в деталях. Но, в процессе эксплуатации машин в пределах заданного ресурса дефектоскопический контроль ответственных деталей свидетельствует о наличии в них медленнорастущих усталостных трещин. При этом сохраняется работоспособность детали и безопасная эксплуатация машины. Однако период медленного роста усталостной трещины, как правило, неизвестен, поэтому неизвестно и количество эксплуатационных циклов запуска и остановки машин. Данная проблема послужила зарождению нового принципа проектирования деталей – по их безопасному повреждению. За рубежом эта проблема впервые затронута в работах [1,2,3]. В нашей стране эта проблема впервые обобщена А.А.Шанявским в работе [4]. Тем не менее, на сегодняшний день не существует методик, позволяющих заранее сказать: сколько рабочих циклов можно безопасно эксплуатировать деталь после обнаружения в ней усталостной трещины определенной глубины? Решение этого вопроса и является целью данной работы.

Как известно, количество рабочих циклов машин, т.е. запусков и остановок после заданного времени, относится к области малоцикловой усталости (МЦУ), в то время как в пределах одного рабочего цикла многие детали испытывают циклическое нагружение, относящееся к многоцикловой усталости (МнЦУ). Не рассматривая трещинообразование от некондиции материала, зарождение и развитие усталостных трещин осуществляется по двум механизмам: 1 – зарождение трещины на поверхности детали как результат высоких амплитуд эксплуатационных напряжений при МЦУ и МнЦУ; 2 – зарождение трещины под поверхностью как результат низких амплитуд напряжений при сверхмногоцикловой усталости (СМнЦУ). На сегодняшний день второй механизм зарождения усталостной трещины глубоко исследован путем микроструктурного анализа, но отсутствуют знания о закономерностях именно механики её развития. Первый механизм зарождения позволяет обосновать закономерности механики развития малых трещин в пределах расчетного ресурса и связать МЦУ на базе рабочих циклов машин с МнЦУ их деталей с короткой трещиной посредством уравнения энергетического баланса. В дальнейшем это позволит связать количество рабочих циклов МЦУ машины с медленным ростом усталостной трещины в условиях МнЦУ детали.

Решение проблемы основано на совместном анализе кинетических диаграмм роста усталостной трещины (КДРУТ), и медленного роста усталостной трещины (КДмРУТ) для стали 45 при частоте испытаний 19,5 Гц. На рис. 1 в трехмерной системе координат представлены КДРУТ и КДмРУТ.



Рис. 1. Пространственное представление КДРУТ и КДмРУТ для стали 45

На рис.2 представлены проекции кривых  $1^{\circ}$  и  $2^{\circ}$  на плоскости П.1. На рис.3 представлена проекция 1 пространственной кривой  $1^{\circ}$  на плоскость П.1.

На рис.1 кривая 1° есть результат испытаний при внецентренном растяжении с коэффициентом асимметрии R=0,1 компактных образцов по типу III ГОСТ 25.506-85 с квадратным сечением 25х25 мм без упрочнения на базе 5·10<sup>4</sup> циклов. Данная база испытаний находится в области бифуркационного перехода МЦУ в МнЦУ. Меньшее количество циклов до разрушения образца будет относиться к малоцикловой усталости. Кривая 2° – результат расчетов по методике [5,6] для цилиндрических образцов диаметром 25,0мм, изготовленных по типу VIII ГОСТ 25.502-79 с остаточными напряжениями, перераспределенными после нанесения кольцевого надреза радиусом 1,0мм по предварительно упрочненной поверхности и испытанных при симметричном изгибе на пределе выносливости на базе 10<sup>7</sup> циклов.



**Рис. 2.** Проекция кривых 1 - (КДРУТ) и 2 - (КДмРУТ) с рис.1 на плоскость П.1;  $\Delta K_I = \Delta K_{max} -$ размах КИН.



**Рис. 3.** Проекция кривой 1<sup>°</sup> на плоскость П.3

Особенностью КДмРУТ на рис.2 (кривая 1) является то, что конструктивный надрез определяет развитие серповидной усталостной трещины (от 0 до  $3 \cdot 10^6$  циклов) – как результат концентрации напряжений, которая затем переходит в полуэллиптическую (от  $3 \cdot 10^6$  до  $5 \cdot 10^6$  циклов), являющуюся результатом исчезновения эффекта концентрации напряжений от кольцевого надреза. Развитие полуэллиптичез66

фекта концентрации напряжений от кольцевого надреза. Развитие полуэллиптической усталостной трещины свидетельствует о качественном переходе от «детали» к материалу.

Объемы  $V_{MHUY}$  и  $V_{MUY}$ , формируемые проекциями кривых 1° и 2° роста усталостных трещин на вертикальные плоскости П.1(da/dN,  $\Delta K_{max}$ ), П.3(da/dN, N) и горизонтальную плоскость П.4( $\Delta K_{max}$ , N) на рис.1 в трехмерной системе координат ( $\Delta K$ , da/dN, N) в пределах соответствующего количества циклов  $N_{max}$  до разрушения представляют собой объемы работы коэффициентов интенсивности напряжений (КИН). Здесь под работой КИН подразумевается произведение  $\Delta K_{max}$  на глубину роста усталостной трещины a. В плоскостях, параллельных П.1 проекции точек на кривых 1° и 2° определяют прямоугольные площади. По мере увеличения числа циклов N от 0 до  $N_{max}$  подобие прямоугольных площадей в этих плоскостях может изменяться, особенно на границе N перехода серповидной в полуэллиптическую трещину. В то же время в любой прямоугольной площади значения высоты – da/dN, и длины –  $\Delta K$ , можно в первом приближении связать по известной формуле Пэриса  $da/dN = C\Delta K^m$ .

Известно [7], что, отношение площадей подобных фигур равно коэффициенту подобия в квадрате. Однако, это справедливо для площадей, образованных параллельными сечениями пирамиды с прямолинейными лучами из её вершины. Отношение параллельных прямоугольных площадей на плоскости П.1, полученных проекциями точек на пространственной кривой КДмРУТ на рис.1, судя по кривым на плоскостях П.3 и П.4, в зависимости от числа циклов N коэффициент подобия будет иметь более сложную зависимость. Данный вопрос требует представления математических выводов, поэтому он будет изложен в другой публикации в виде методики расчета безопасного количества рабочих циклов для детали с медленно растущей усталостной трещиной. Что же касается обобщенных рассуждений, то, опираясь на закон сохранения энергии, трудно представить, что максимальные объемы работы КИН при разрушении детали в условиях МЦУ и МнЦУ различны. Это позволяет предположить, что при любых режимах нагружения детали, приводящих к её разрушению, максимальный объем работы КИН есть постоянная величина. Следовательно, полагая, что  $V_{MHUV} = V_{MUV}$ , соответствующие  $\Delta K_{max}$  можно выразить через энергию, необходимую для продвижения короткой усталостной трещины глубиной а при МнЦУ и энергию, необходимую для развития в глубину малых трещин  $\Sigma a_i$  в многоочаговой зоне при МЦУ. Отсюда получаем уравнение энергетического баланса между МнЦУ и МЦУ. Данные предпосылки позволяют связать развитие усталостной трещины в детали с количеством рабочих циклов до её разрушения.

Таким образом, определение безопасного количества рабочих циклов машин (в авиации – это безопасное количество полетов) базируется на знании кинетической диаграммы медленного роста усталостной трещины для детали с концентратором напряжений и кинетической диаграммы роста усталостной трещины для материала этой детали на уровне количества циклов, соответствующего бифуркационному переходу от малоцикловой усталости к многоцикловой.

### Список литературы

- 1. Harrison J.D. Damage tolerance design// In: Fatigue crack growth. 30 etars of progress (Ed. Smith R.A.), University of Cambridge, Pergamon Press, 1984, p.117-131.
- 2. Gallagher J.P. The damage tolerant design handbook// Metals, and Ceramics Information Center, MCIC-HB-01R, 1984.
- Goranson U.G. Continuing airworthiness assessments of Jet Transport Structures (Boing CAG)// Paper was presented to Second ICA, August 31-September 5, 1997, Lomonosov's Moscow, Russia.
- 4. Шанявский А.А. Безопасное усталостное разрушение элементов авиаконструкций. Синергетика в инженерных приложениях. – Уфа: Монография, 2003. – 803с., ил.

- Koltsoun Yu.I., Khibnick T.A., Koltsoun A.Yu. An engineering method calculation of fatigue crack growth period/ International Conference RELMAS'2008. St. Petersburg, Russia, 17-20 June, 2008, p. 173-177.
- Кольцун Ю.И., Хибник Т.А. Методика построения кинетической диаграммы медленного роста усталостной трещины// Проблемы и перспективы развития двигателестроения: материалы докладов междунар. Науч.-техн. Конф. 24-26 июня 2009 г. – Самара: СГАУ, 2009. – В 2 Ч., Ч.1 – с.205-207.
- 7. http://atomas.ru/mat/sem2/lek36.htm

## ЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ И ДЕФОРМАЦИОННОЕ РАЗУПРОЧНЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ ПАРАТЕЛЛУРИТА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

### Скворцова Н. П., Ломонов В. А., Виноградов А. В.

# Институт кристаллографии имени А. В. Шубникова РАН, Москва, Россия <u>skvor@ns.crys.ras.ru</u>

Приводятся предварительные результаты экспериментального исследования высокотемпературной пластической деформации ковалентных монокристаллов  $\alpha$ -TeO<sub>2</sub>. Парателлурит проявляет очень высокую анизотропию упругих свойств. Модуль Юнга в направлении [110] почти в 13 раз больше, чем в направлении [100]. Парателлурит кристаллизуется в рамках ацентричной тетрагональной пространственной группы симметрии  $P4_{3}2_{1}2$  с параметрами элементарной ячейки a = 4.810 A°, c = 7.609 A°. Эти кристаллы широко применяются в акустооптике для создания высокоэффективных модуляторов, дефлекторов и перестраиваемых фильтров излучения в диапазоне длин волн 0.35-0.5 микрон [1]. Кристаллы парателлурита выращены методом Чохральского в Институте кристаллографии из реактивов особой чистоты производства. Из полученных монокристаллов вырезались образцы размером ~ 4×4×8 мм трех кристаллографических ориентаций: [100], [110] и [221].

Экспериментально изучалось распределение пластической сдвиговой деформации в кристаллах после испытания их на сжатие с постоянной скоростью деформации  $10^{-4}$  с<sup>-1</sup>. Механические испытания образцов проводились на машине "Инстрон 1102" в интервале температур T = 733-993 К (0.73–0.99) $T_{\rm m}$  ( $T_{\rm m}$  – температура плавления) на воздухе в специальном реверсе с рубиновыми пуансонами. Поверхностный деформационный рельеф деформированных образцов исследовался методами оптической и интерференционной микроскопии. Следует отметить, что исследования деформационного рельефа ковалентных кристаллов парателлурита проводить значительно сложнее, чем ионных [2] и ионно-ковалентных [3,4] кристаллов.

Показано, что кривые деформации о (є) кристаллов с ориентацией оси сжатия [100] имеют прерывистый немонотонный характер. Скачки деформирующих напряжений наблюдаются преимущественно в области нелинейной упругости (деформации очень малы менее 1%), что свидетельствует о неоднородном характере деформации. Остаточная продольная деформация образцов отсутствует. Неоднородный характер деформации при высоких напряжениях ~150 МРа связан, по-видимому, с хрупким высокоскоростным разрушением испытанных образцов.

Кривые деформации  $\sigma$  (є) кристаллов, ориентированных вдоль [110] и [112] качественно подобны. При температуре T < 850 К образцы хрупко разрушаются с образованием большого числа микротрещин. В интервале температур T = 850-900 К (0.85–0.9) $T_{\rm m}$  происходит переход от упругой деформации к пластическому течению.

Этот переход сопровождается изменением характера разрушения деформированных образцов от хрупкого к вязкому, резким увеличением предельной пластической деформации до разрушения, огрублением полос скольжения и "драматическим" разупрочнением материала. С ростом температуры величина предела упругости  $\sigma_y$ , определявшаяся по началу отклонения кривой деформации  $\sigma$  ( $\epsilon$ ) от линейности, монотонно уменьшалась от ~ 120 до 30 MPa.

Характерной особенностью деформационных кривых является появление высокотемпературного "зуба" текучести, что связано с локальной потерей пластической устойчивости. Обнаружено явление прерывистой текучести – периодические, очень тонкие спады (скачки) деформирующего напряжения на кривых деформации, что подтверждает неоднородный характер пластической деформации при высоких температурах. В принятых условиях опытов образцы деформировались до степеней деформации є ~12%.

Микроскопические исследования поверхности деформированных образцов показали, что деформация в них после нагружения при температурах T > 893 К (0.89  $T_m$ ) распределена неоднородно. Обнаружена локализация пластической деформации в узких дискретных зонах шириной примерно 30 - 40 микрон. С самых малых степеней деформации происходят явные изменения поверхности деформированных образцов. Локальные сдвиги (микрополосы) проходят через весь объем образца и ориентированы вдоль систем активного скольжения. На протяжении всей деформации в зоне локализованного течения сохраняются свойства скольжения по вполне определенным для данной рутиловой структуры плоскостям.

При сжатии вдоль [110] действуют две ортогональные системы скольжения  $\{010\}<100>$  с одинаковым ориентационным множителем Шмида f=0.5. При сжатии вдоль [221] активизируется первичная система скольжения (001)[100] с ориентационным множителем f=0.3. На боковых сторонах деформированных образцов, перпендикулярных вектору Бюргерса подвижных дислокаций, следы указанных сдвигов проявляются в виде волнистых, разветвляющихся и расщепляющихся ступенек. Примечательной особенностью пластического формоизменения деформированных образцов ( $\sigma$  // [221]) является образование локальной экструзии (небольшого выпучивания) материала на гранях  $\{114\}$ , содержащих выходы винтовых дислокаций, наиболее заметной при деформации  $\varepsilon=12.4\%$ .

Увеличение деформации приводит к появлению новых микросдвигов и развитию сдвигов, уже имеющихся в образце, которые не замораживаются, а продолжают "работать". Ансамбль микросдвигов образуется путем коррелированного движения дислокаций, движущихся самосогласованно во времени и пространстве. В результате образуется система стационарных пространственно-упорядоченных локальных сдвигов с характерным масштабом периодичности для данных условий деформации.

Отметим некоторые выводы из проведенного исследования:

- Определен температурный интервал упругопластического перехода ΔT = 850– 900К (0.85–0.9)T<sub>m</sub> в опытах по одноосному сжатию монокристаллов "мягких" ориентаций [110] и [221].
- Впервые обнаружены проявления высокотемпературной неустойчивости пластического течения и связанной с ней локализации деформации в микрополосах сдвига в ковалентных монокристаллах парателлурита.
- 3. Идентифицированы системы активного скольжения, вдоль которых ориентированы микрополосы локализованного сдвига.

#### Список литературы

- 1. И.А. Каплунов, А.И. Колесников, А.Е. Долматов, О.И. Токач, С.А Третьяков, А.Н. Леванчук.. Механические напряжения и оптические аномалии в кристаллах германия и парателлурита. Вестник ТвГУ. Серия "Физика", *4 (6)*, 72 (2004).
- 2. Н.П. Скворцова. Скачкообразная пластическая деформация монокристаллов LiF при высоких температурах. Кристаллография, 47, 697 (2002).
- 3. Н.П. Скворцова. Локализация пластической деформации в монокристаллах фторида бария при повышенных температурах. ФТТ, 48, 70 (2006).
- Н.П. Скворцова, Е.А. Кривандина, Д.Н. Каримов. Локализация пластической деформации в кристаллах фтористого кальция при повышенных температурах. ФТТ, 50, 639 (2008).

## МОДЕЛЬ МАРТЕНСИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ ПРИ МАКСИМАЛЬНОЙ СКОРОСТИ УБЫВАНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

### Волков А. Е., Евард М. Е.

### СПбГУ, Санкт-Петербург

Предложена модель деформации сплава с памятью формы (СПФ), описывающая мартенситное превращение и переориентацию мартенсита (переход одних его ориентационных вариантов в другие) как единое явление. Деформация представительного объема поликристаллического тела из СПФ рассчитывается как среднее значение деформаций отдельных зерен, а фазовый состав в каждом зерне задан параметрами  $\Phi_1, ..., \Phi_N$ , выражающими объемные доли вариантов мартенсита. Фазовая деформация определена формулой  $\varepsilon^{Ph} = \Sigma \Phi_k D_k$ , где  $D_k$  (k = 1, ..., N) – тензоры деформаций, осуществляющих N кристаллографически эквивалентных вариантов превращения аустенита в мартенсит. Эволюционные уравнения для параметров фазового состава  $\Phi_1, ..., \Phi_N$  построены на основе следующих упрощающих предположений.

1. Каждый из вариантов мартенсита может переходить в любой другой.

2. Изменения параметров фазового состава происходят вдоль вектора  $\ell$  в пространстве переменных  $\Phi_1,...,\Phi_N$ , то есть  $d\Phi_k = \ell_k d\varphi$ . При этом вектор  $\ell$  удовлетворяет условиям  $\Sigma(\Phi_k + d\Phi_k) < 1$ ,  $\Phi_k + d\Phi_k > 0$  и направлен в сторону максимальной скорости убывания термодинамического потенциала Гиббса *G*.

3. Процесс мартенситного превращения и/или переориентации мартенсита происходит при соблюдении условия  $F = F^{\text{fr}}$ , где  $F = -\partial G/\partial \ell = -\Sigma(\partial G/\partial \Phi_k)\ell_k/||\ell||$  – термодинамическая движущая сила перехода,  $F^{\text{fr}}$  – сила сопротивления, аналогичная силе трения и задающая степень отклонения системы от термодинамического равновесия.

По сравнению с моделью, предполагающей выполнение условия превращения отдельно для каждого из вариантов мартенсита, разработанный подход позволяет лучше рассчитывать накопление и возврат деформации образцов из СПФ при охлаждении и нагреве тела через интервал температур мартенситных превращений – эффекты пластичности превращения и памяти формы, а также деформацию образцов при активном изотермическом деформировании в различных фазовых состояниях.

# Именной указатель

A STRUTTURE D III	256
	230
Аджиева М.Д.	285
Алехин В.П.	12, 15, 337
Альшиц В.И.	21
Амиршихова 5.М.	257
Андронов И.Н.	359
Антонова О.В.	141, 283
Аргунова Т.С.	149, 152
Ахунова А. Х.	362
Бабичева Р.И.	256, 259
Багмутов В.П.	201
Бадылевич М.В.	356
Баимова Ю.А.	351
Баранникова С.А.	123, 126
Баранов Г.В.	166
Барахтин Б.К.	203
Бахтеева Н.Д.	250
Беликова А.Ф.	198
Белов Е.Г.	65
Белякова Е.И.	152
Бесшабашников Ю. П.	. 283
Бетехтин В.И.	4
Биткулов И.Х.	255
Благовещенский Ю.В.	166, 174
Близнецов С.В.	242
Бобович С.О.	80
Бобрук Е.В.	163
Бобылев С.В.	244
Бойцов Э.А.	242
Боллин М.С.	172
Борисенко Л.Н.	290
Борисенко Е Б	290
Бролова И Г	141
Брытков Л А	277 322
Буловских F А	60-62
Буйнова П Н	85
Букетов А В	3/2
Бульшар С И	15
Бурарора С Ц	108
Буравова С.П.	170
Бутусова Е.П.	1/2
Бушмелев И.С.	109
Дуякова С.П. Должов D 2	162
Валиев Р.3. Валиев Р.3.	103
Васильев А.А.	292
Ващук Е.С.	61, 62
Вероаховская Р.А.	359
Веттегрень В.И.	335
Викарчук А.А.	97
Виноградов А.В.	368
Виноградова Н.И.	195
Винс С.А.	222, 223
Вирясова Н.Н.	172
Вихляева Е.М.	356
Власов Н.М.	216
Власова А.М.	226

Dogogy gyon D U	201
Бодопьянов Б.И.	201
Волков А.Е.	370
Волков А.Ю.	226
Волкова Е.Р.	192
Волошин А.Э.	221
Воробьев М.О.	161
Воробьев С.В.	63
Воронова Л.М.	263, 266
Вьюненко Ю.Н.	318
Габриэлян А В	330 333
Гипризин П.В.	189
Гилимундинов Ф.Э. Гилиров В П	16
Гиляров Б.Л.	40
Гладковскии С.В.	343
І лезер А.М.	3, 74
Гнесин Б.А.	290
Головин Ю.И.	243
Голосов Е.В.	4
Гончаренко И.М.	77
Гордополов Ю.А.	198
Горунов А.И.	201
Гохфельд Н.В.	85
Графутин В.И.	207
Грехов И В	152
Громов В Е	58-67 74 76
Громыко Ж.Н	301 303
Грызунова Н Н	97
Гразиор А.С.	121
Грязнов А.С. Грязиов М Ю	151
грязнов м.ю. Ганарал II D	109, 1/1
Гундеров Д.Б. Балана М.Ю.	20, 32
I уткин М.Ю.	143,140,149,152,155
Даринская Е.В.	21
Дегтярев М.В.	263, 266
Дитенберг И.А.	222, 223
Дмитриев С. В.	348, 351, 362
Дмитриевский А.А.	356
Дмитрук М.И.	325, 328, 330, 333
Добаткин С.В.	3
Добротвор И.Г.	342
Дорогов М.В.	97
Дудник Д.В.	353
Дудник Е.А.	353
Еварл М.Е.	370
Евстифеева В В	166
Елкина О А	37 83
Елкина О.Л.	120 135
Epmonace I .II.	120,133
Ершов Б.И.	231, 234
Ершова А.Ю.	209
Ефимов О.Ю.	65
Ефремова Н.Ю.	356
Ещенко Р.Н.	83
Житник Н.А.	183
Жога И.Л.	325, 328, 330, 333
Замлер Е.Г.	282
Занина А.П.	161
Захаров К.А.	330, 333

Зголич М.В.	55	Кругликов Н.А.	226
Иванов А.С.	186	Крюкова Л.М.	120
Иванов М.Б.	20, 37	Кузьмин К.В.	155
Иванов Ю.Ф.	59, 63, 65, 67, 76, 77	Кульков С.Н.	224
Иволгин В.И.	242	Кунцевич Т.Э.	34
Ивченко В.А.	159	Куранова Н.Н.	26, 29, 32
Игнатова А.М.	99	Куринная Р.И.	55
Исаева Н.В.	174	Куцова В.З.	183
Кадашевич Ю.И.	22	Лашкина Е.В.	301, 303
Кадомцев А.Г.	4	Лебедева Н.В.	203
Казанцев В.А.	255, 323	Левина А.В.	344
Казанцева Н.В.	195	Лелюхин А.С.	285
Кайгородова Л.И.	40	Леонидов П.В.	213
Каменецкий Б.И.	226	Леонов В.Н.	117
Каминский П.П.	300	Леонтьева-Смирнова	M.B. 135, 252
Каныгина О.Н.	285	Лесюк Е.А.	337
Кардашев Б.К.	4	Литвинов А.В.	309
Карпий С.В.	60	Ломонов В.А.	368
Карпов М.И.	9	Лопатин Ю.Г.	166,169,171,172,174
Кац В.М.	21	Лукин А.А.	21
Кириченко В.Г.	114, 117	Ляшков А.И.	335
Ковалев С.И.	221	Магомедов Г.М.	237
Ковалевская Ж.Г.	77	Макалкина Е.А.	120
Коваленко В.В.	66	Макаров В.В.	26, 32, 37
Коваль Н.Н.	252	Макаров С.В.	129
Коджаспиров В.Е.	279	Макарова М.А.	192
Коджаспиров Г.Е.	279	Максаров В.В.	213
Козлов Г.В.	237	Малыгин Г.А.	17
Козлов Э.В.	66, /6	Мальцева Л.А.	344
Козлова Н.А.	172	Мальцева І.В.	344
Козулин А.А.	1/5	Манохин С.С.	3/
Коковихин Е.А.	343	Мартиросов М.И.	209
Колоасников Н.1.	292	Мартынов А.Н.	38       1(0, 171)
Колесников Н.Н.	290	Мелехин Н.В.	169, 171
Колесникова А.Л.	0	Мельникова Е.А.	252
	4, 20, 37	Мельничук В.А.	120
Кольцун А.Ю.	304 264	Merijob JI.C.	2/4
Кольцун Ю.И.	50 62 65 67 74 76	Миненара ПИ	136
	<i>166</i>	Миронова Л.И.	170
Конычев Д.А.	160 171	$Monopon \mathbf{P} \mathbf{A}$	21
Копеданова В С	350	Морозов В.А.	60
Коржов В П	9 324	Морозов И.М.	244
Коржов Д.П.	109 222 223	$Monumuna \Delta \Delta$	312
Корнеев Л В	337	Морщинина Л. А	315
Корнет F В	76	Москвин П В	252
Коробенков М В	178	Москвичева А В	166 174
Короткевич С В	80	Мохов Е.Н	149
Косицына И И	195	Мулюков Р Р	103 111 255
Костина Л С	152	Мулюков Х Я	256 259
Косырев П А	356	Мурашкин М Ю	163
Котков Л Н	166 172	Мусабиров И И	111 259
Котова Т В	183	Мухаметрахимов М Х	. 229
Коуров Н.И.	26, 32, 85	Мышляев М М	171. 274
Кочергин И.В.	330. 333	Нагалюк С.С.	149
Кошкин К.А.	77	Надежкин М.В.	123
Красильников В.В.	43	Надточий В.А.	298
A			

Назаров А.А.	348, 351	Сахаров Н.В.	169
Наймарк О.Б.	181	Сахаров Н.В.	171
Нарыкова М.В.	4	Семенова И.П.	102
Нестеров В.Н.	328	Сеничев В.Ю.	192
Нечаев Е.П.	307	Сергеев В.И.	106
Нечволод Н.К.	298	Сергеев В.П.	252
Николаева Н.В.	26, 32	Синица Н.В.	52
Носковец А.А.	320	Скачков А.П.	99
Нохрин А.В.	166, 169, 171, 172	Скворцова Н.П.	368
Овидько И.А.	146, 244, 247	Скиба Н.В.	247
Озерец Н.Н.	344	Скрипняк В.А.	175, 178
Оковит В.С.	282	Скрипняк В.В.	178
Орлова Т.С.	6	Скрипняк Е.Г.	175, 178
Панпурин С.Н.	143	Скрипняк Н.В.	175
Панфилов П.Е.	277	Скрябина Н. Е.	272
Паршуков Л.И.	189	Слуцкер А.И.	46
Пацелов А.М.	83, 158	Смирнов А.Е.	221
Пашинская Е.Г.	274	Смирнов В.Н.	189
Перевезенцев В.Н.	261, 269	Смирнова С.В.	343
Петрова А.Н.	141	Соковиков М.А.	287
Петухов А.Н.	305	Соколов Д.Ф.	292
Пилюгин В.П.	40, 83, 85, 141, 158,	Соколов С.Ф.	292
	263, 277, 322	Солодова И.Л.	158,277
Пинчук В.Г.	80	Старенченко В.А.	55
Пинюгжанин В. М.	272	Старостенков М.Д.	52, 58
Пирожникова О.Э.	169, 171	Сташкив Н.	280
Пискунов А.В.	166	Степанов С.П.	172
Плехов О.А.	181	Степанова Н.Н.	195
Плотников В.А.	129, 131	Столбоушкина О.А.	59, 67
Плотникова М.Р.	3	Столяренко А.И.	307
Полетаев Г.М.	58	Столяров В.В.	49
Полякова В.В.	102	Стухляк П.Д.	342
Помыткин С.П.	22	Судакова А.В.	322
Пономарева М.В.	63	Сысоев А.Н.	169
Попов В.А.	103	Табатчикова Т.И.	323
Попович П.	280	Терентьев М.И.	279
Потапенко М.М.	120	Тересов А.Д.	252
Прокопьев Е.П.	207	Tepex B.B.	328
Промахов В.В.	224	Терешатов В.В.	192
Прохоров П.Э.	88, 91	Тимонина А.В.	290
Пупынин А.С.	261	Тимошенков С.П.	207
Пушин А.В.	26, 29, 32, 34	Тодорова Е.В.	250
Пушин В.Г.	23, 26, 29, 32, 34,	Толмачев Т.П.	322
	37, 40, 85	Трунина Т.А.	343
Пшеничнюк А.И.	348	Тюменцев А.Н.	222, 223
Рааб Г.И.	163	Тюрин А.И.	161,242, 243
Ракитин Р.Ю.	58	Тюрьков М.Н.	88
Распосиенко Д.Ю.	40	Уколов А.И.	298
Родионов Д.П.	323	Уксусников А.Н.	26, 32
Романов А.Е.	6	Фунтиков Ю.В.	207
Романов Р.А.	62	Хаймович П.А.	282
Рудской А.И.	279	Халиков А.Р.	345
Савотченко С.Е.	43	Хантулева Т.А.	309
Сазонова В.А.	323	Хасанова Г.Ф.	103
Сайков И.В.	198	Хибник Т.А.	364
Сарычев В.Д.	61	Хисамов Р.Х.	103, 111
Сафаров И.М.	103, 106, 109, 111	Хлебникова Ю.В.	81, 323

Хлусова Е.И.	292	Щербань М.Ю.	269
Хон Ю.А.	300	Юрченко Л.И.	26, 32
Хорошилов Д.Е.	52	Юрьев А.Б.	65
Цаповская О.А.	219	Ясников И.С.	88, 91, 94
Ценев Н.К.	269	Яшин А.В.	52
Чащухина Т.И.	263, 266		
Чегуров М.К.	172	Belov E.G.	72
Челяпина О.И.	219	Efimov O.Yu.	72
Черненок С.А.	353	Gorbuniov S.V.	69, 70
Чернов В.М.	120, 135	Gromov V.E.	70, 72
Чувильдеев В.Н. 166	, 169, 171, 172, 174	Gromova A.V.	69, 70
Шабанов В.М.	295	Hwu Y.	149
Шалимова А.В.	3	Ivanov Yu.F.	70
Шарипов И.З.	255, 256, 259	Je J.H.	149, 152
Шевченко С.А.	290	Kisel V.P.	340
Шейнерман А.Г.	155	Konovalov S.V.	69, 70, 72
Шиндяпин В.В.	161, 243	Kozlov E.V.	69
Ширинкина И.Г.	141, 283	Mukherjee A.K.	247
Ширинов Т.М.	74	Ozdoev I.D.	72
Ширманов Н.А.	240	Sant S.	6
Шотин С.В.	166, 174	Tang. G.	70
Шпейзман В.В.	325	Vecchio K.S.	6
Шугуров А.Р.	252	Vorobyov S.V.	69, 70
Шуклинов А.В.	356	Yuriev A.B.	72
Щербаков И.П.	335		

### Содержание

Глезер А.М. (Москва) Структурная классификация наноматериалов	3
Глезер А.М., Добаткин С.В., Плотникова М.Р., Шалимова А.В. (Москва) Физико-механические свойства аморфных сплавов после мегапластической де- формации.	3-4
Бетехтин В.И., Колобов Ю.Р., Голосов Е.В., Кадомцев А.Г., Кардашев Б.К., На- рыкова М.В. (Санкт-Петербург, Белгород) Влияние интенсивной пластической деформации при винтовой и продольной прокатке на структуру и механические свойства титанового сплава ВТ1-0	4-6
Романов А.Е., Sant S., Vecchio K.S., Колесникова А.Л., Орлова Т.С. (Санкт- Петербург, Kharagpur/India, San Diego/USA) Экспериментальные и теоретические исследования квазистатической и динами- ческой деформации нанокристаллических материалов	6-8
Коржов В.П., Карпов М.И. (Черноголовка) Механические свойства и структура нано- и микрокомпозитов, полученных диффузионной сваркой и прокаткой	9-12
Алехин В.П. (Москва) Физические закономерности деформации поверхностных слоев материалов и по- лучения нанокристаллической структуры	12-14
Булычев С.И., Алехин В.П. (Москва) Кинетическое индентирование в проблемах деформации и разрушения материа- лов	15-17
Малыгин Г.А. (Санкт-Петербург) Влияние структурных факторов на устойчивость поли- и нанокристаллических металлов и сплавов к шейкообразованию	17-19
Иванов М.Б., Колобов Ю.Р. (Белгород) Субмикрокристаллический нелегированный титан медицинского назначения	20-21
Альшиц В.И., Даринская Е.В., Морозов В.А., Кац В.М., Лукин А.А. (Москва, Санкт-Петербург) Движение дислокаций в кристаллах NaCl в условиях ЭПР в магнитном поле Зем- ли	21-22
Кадашевич Ю.И., Помыткин С.П. (Санкт-Петербург) Распространение критерия прочности Новожилова на эндохронную теорию не- упругости для больших деформаций	22
Пушин В.Г. (Екатеринбург) Разработка высокопрочных и пластичных материалов с памятью формы	23-25
Юрченко Л.И., Уксусников А.Н., Пушин В.Г., Пушин А.В., Николаева Н.В., Макаров В.В., Куранова Н.Н., Коуров Н.И.,Гундеров Д.В. (Екатеринбург) Формирование нанокристаллических состояний в сплавах никелида титана, подвергнутых кручению под высоким давлением и отжигу	26-28
Куранова Н.Н., Пушин А.В., Пушин В.Г. (Екатеринбург) Получение наноструктурных состояний в сплавах с памятью формы на основе TiNiCu, подвергнутых кручению под высоким давлением	29-31

Гундеров Д.В., Коуров Н.И., Куранова Н.Н., Макаров В.В., Николаева Н.В., Пу- шин А.В., Пушин В.Г., Уксусников А.Н., Юрченко Л.И. (Екатеринбург, Уфа) Влияние интенсивной деформации кручением под высоким давлением на струк- турные и фазовые превращения в сплавах никелида титана	32-34
Кунцевич Т.Э., Пушин А.В., Пушин В.Г. (Екатеринбург) Наноструктурирование сплавов на основе никелида титана с эффектами памяти формы, быстрозакаленных методом спиннингования	34-37
Елкина О.А., Иванов М.Б., Макаров В.В., Манохин С.С., Колобов Ю.Р., Пушин В.Г. (Екатеринбург, Белгород) О создании наноструктурных состояний в метастабильных сплавах BT16	37-39
Кайгородова Л.И., Распосиенко Д.Ю., Пушин В.Г., Пилюгин В.П., (Екатерин- бург) Особенности наноструктурных состояний в многокомпонентных сплавах на ос- нове Al–Li, подвергнутых кручению под давлением	40-42
Красильников В.В., Савотченко С.Е. (Белгород) Модели диффузии по неравновесным, мигрирующим границам зерен и дислока- ционным трубкам в наноструктурных материалах	43-46
Гиляров В.Л., Слуцкер А.И. (Санкт-Петербург) Расчет туннельной вероятности разрыва нагруженной полимерной молекулы	46-48
Столяров В.В. (Москва) Особенности кривых растяжения с током в ультрамелкозернистых титановых сплавах	49-51
Старостенков М.Д., Синица Н.В., Яшин А.В., Хорошилов Д.Е. (Барнаул) Механизмы структурной перестройки в процессе высокоскоростной деформации металлических нановолокон	52-54
Зголич М.В., Куринная Р.И., Старенченко В.А. (Томск) Влияние ориентации скользящей реагирующей дислокации на напряжение раз- рушения образованных соединений	55-57
Старостенков М.Д., Мартынов А.Н., Полетаев Г.М., Ракитин Р.Ю., Громов В.Е. (Барнаул, Новокузнецк) Атомная структура и распределение ближнего порядка в симметричных границах зерен в Ni <sub>3</sub> Al	58
Столбоушкина О.А., Коновалов С.В., Иванов Ю.Ф., Громов В.Е. (Новокузнецк, Томск) Формирование градиента дислокационной субструктуры при ползучести алюминия	59
Карпий С.В., Морозов М.М., Будовских Е.А., Громов В.Е. (Новокузнецк) Электронно-пучковая обработка поверхности электровзрывного алитирования и бороалитирования технически чистого титана	60
Сарычев В.Д., Ващук Е.С., Будовских Е.А., Громов В.Е. (Новокузнецк) Математические модели образования конвективных структур на поверхности металлов и сплавов при электровзрывном легировании	61
Ващук Е.С., Романов Р.А., Будовских Е.А., Громов В.Е. (Новокузнецк) Микротвердость поверхностных слоев стали 45 после электровзрывного медне- ния и боромеднения	62

Коновалов С.В., Иванов Ю.Ф., Воробьев С.В., Пономарева М.В., Громов В.Е. (Новокузнецк, Томск) Влияние токовой импульсной обработки на эволюцию дислокационных суб- структур при многоцикловой усталости стали 45Г17Ю3	63-64
Ефимов О.Ю., Белов Е.Г., Юрьев А.Б., Коновалов С.В., Иванов Ю.Ф., Громов В.Е. (Новокузнецк, Томск) Эволюция структурно-фазового состава чугунных валков после плазменной об- работки	65
Коваленко В.В., Козлов Э.В., Громов В.Е. (Новокузнецк, Томск) Структурно-масштабные уровни проявления градиента в сталях различных структурных классов	66-67
Столбоушкина О.А., Коновалов С.В., Иванов Ю.Ф., Громова А.В. (Новокузнецк, Томск) Влияние электрического потенциала на изменение дефектной субструктуры алюминия при ползучести	67-68
Gromova A.V., Vorobyov S.V., Gorbunov S.V., Konovalov S.V., Kozlov E.V. (Ново- кузнецк, Томск) Dislocation substructures evolution in 18-9 austenite steel under multicycle fatigue	69-70
Gromova A.V., Ivanov Yu.F., Tang. G., Konovalov S.V., Voroviev S.V., Gorbuniov S.V., Gromov V.E. (Новокузнецк, Томск, Shenzhen/China) Peculiarities of dislocation substructure evolution in the steel under electron-beam modification	70-72
Efimov O.Yu., Yuriev A.B., Belov E.G., Konovalov S.V., Ozdoev I.D., Gromov V.E. (Новокузнецк) Nanostructure evolution of cast iron rolls plasma strengthening after servicing	72-73
Ширинов Т.М., Глезер А.М., Коновалов С.В., Громов В.Е. (Новокузнецк, Моск- ва) Влияние термической обработки и легирования переходными элементами на ме- ханическое поведение сплава FeCo	74-75
Корнет Е.В., Иванов Ю.Ф., Козлов Э.В., Коновалов С.В., Громов В.Е. (Новокуз- нецк, Томск) Основные механизмы упрочнения закаленной конструкционной стали при сжа- тии	76-77
Ковалевская Ж.Г., Иванов Ю.Ф., Гончаренко И.М., Кошкин К.А. (Томск) Исследование процесса низкотемпературного азотирования высокохромистой стали	77-80
Пинчук В.Г., Короткевич С.В., Бобович С.О. (Гомель/Беларусь) Микроструктурные особенности упрочнения поверхностного слоя металла при граничном трении	80-81
Хлебникова Ю.В. (Екатеринбург) Сравнительный анализ эволюции структуры поликристаллов и псевдомонокри- сталлов среднеуглеродистой конструкционной стали при холодной пластической деформации	81-82
Ещенко Р.Н., Елкина О.А., Пацелов А.М., Пилюгин В.П. (Екатеринбург) Нанокристаллическая и аморфная структура интерметаллида Ti <sub>3</sub> Al с дейтерием различной концентрацией	83-85

Гохфельд Н.В., Буйнова Л.Н., Коуров Н.И., Пилюгин В.П., Пушин В.Г. (Екате- ринбург) Электронно-микроскопическое изучение процессов формирования нанострук- турных состояний в атомноупорядочивающихся медно-палладиевых и медно- золотых сплавах, подвергнутых кручению под давлением	85-87
Ясников И.С., Тюрьков М.Н., Прохоров П.Э. (Тольятти) Особенности морфологии пентагональных микрокристаллов серебра полученных методом электроосаждения в потенциостатическом режиме	88-90
Ясников И.С., Прохоров П.Э. (Тольятти) Экспериментальные факты, свидетельствующие об эволюции микрокристаллов электролитического происхождения через высокотемпературное состояние	91-93
Ясников И.С. (Тольятти) К вопросу о возможности образования отрицательных кристаллов при электро- осаждении серебра	94-96
Викарчук А.А., Грызунова Н.Н., Дорогов М.В. (Тольятти) Нанопористые покрытия на основе металлических пентагональных микрочастиц	97-98
Игнатова А.М., Скачков А.П. (Пермь) Об использование наноиндентирования в разработке наноструктурированного каменного литья	99-102
Полякова В.В., Семенова И.П. (Уфа) Прочность и пластичность сплава Ti–6Al–7Nb ELI, полученного интенсивной пластической деформацией	102
Хасанова Г.Ф., Сафаров И.М., Хисамов Р.Х., Попов В.А., Мулюков Р.Р. (Уфа) Влияние интенсивной пластической деформации и исходного состояния на структурно-фазовые процессы при отжиге сплава Zr-2,5%Nb.	103-105
Сафаров И.М., Сергеев В.И.(Уфа) Влияние интенсивной пластической деформации и исходного фазового состоя- ния на структуру сплава Cu–3,5%Ag–0,2%Zr.	106-108
Сафаров И.М., Корзников А.В. (Уфа) Влияние типа субмикрокристаллической структуры на прочность и пластичность низкоуглеродистых сталей	109-111
Хисамов Р.Х., Сафаров И.М., Мусабиров И.И., Мулюков Р.Р. (Уфа) Влияние дефектной структуры нанокристаллического никеля на прочность и фи- зические свойства при отжиге в диапазоне температур ферромагнитого превра- щения	111-114
Кириченко В.Г. (Харьков/Украина) Формирование нановключений аморфных фаз при ионном облучении сплавов циркония.	114-117
Кириченко В.Г., Леонов В.Н. (Харьков/Украина) Изменение структуры нанометрических приповерхностных слоев сталей при ионном и лазерном облучении.	117-120
Крюкова Л.М., Ермолаев Г.Н., Макалкина Е.А., Потапенко М.М., Чернов В.М. (Москва) Закономерности пластической деформации и структурные изменения в сплаве V-4Ti-4Cr	120-122

Баранникова С.А., Надежкин М.В. (Томск) О неоднородности деформации при сжатии щелочно-галоидных кристаллов и горных пород	123-125
Баранникова С.А., Мельничук В.А. (Томск) Влияние концентрации атомов внедрения на параметры локализации пластиче- ской деформации в монокристаллах аустенитных сталей	126-128
Плотников В.А., Макаров С.В. (Барнаул) Скачкообразные деформационные эффекты и акустическая эмиссия при высоко- температурной деформации меди	129-131
Плотников В.А., Грязнов А.С. (Барнаул) Акустическая эмиссия и деформация при термоупругих мартенситных превра- щениях в никелиде титана в термомеханических циклах	131-134
Чернов В.М., Ермолаев Г.Н., Леонтьева-Смирнова М.В. (Москва) Низкотемпературное охрупчивание и разрушение ферритно-мартенситной стали ЭК-181 (Fe–12Cr–2W–V–Ta–B) при нагружениях на сосредоточенный изгиб	135-137
Мещеряков Ю.И. (Санкт-Петербург) Пороговые режимы динамического деформирования	138-140
Ширинкина И.Г., Петрова А.Н., Бродова И.Г., Антонова О.В., Пилюгин В.П. (Екатеринбург) Структура и свойства сплава В95 при разных методах интенсивной пластической деформации	141-142
Гуткин М.Ю., Панпурин С.Н. (Санкт-Петербург) Квантовые точки в пентагональных нанопроволоках неоднородного состава	143-145
Гуткин М.Ю., Овидько И.А.(Санкт-Петербург) Микромеханика проскальзывания нанотрубок при деформации и разрушении керамических нанокомпозитов	146-148
Аргунова Т.С., Гуткин М.Ю., Je J.H., Мохов Е.Н., Нагалюк С.С., Hwu Y. (Санкт- Петербург, Pohang, Korea, Taiwan, China) Эволюция ансамбля пор и микротрубок в процессе выращивания монокристал- лов карбида кремния	149-151
Аргунова Т.С., Гуткин М.Ю., Костина Л.С., Грехов И.В., Белякова Е.И., Je J.H. (Санкт-Петербург, Pohang, Korea) Предотвращение растрескивания в структурах Ge/Si, сформированных методом прямого сращивания	152-154
Гуткин М.Ю., Кузьмин К.В., Шейнерман А.Г. (Санкт-Петербург) Механизмы релаксации напряжений несоответствия в нанопроволоке с цилинд- рическим включением конечной длины	155-157
Пилюгин В.П., Пацелов А.М., Солодова И.Л. (Екатеринбург) Влияние подвижности дислокаций на формирование деформационных структур переходных металлов	158
Ивченко В.А. (Екатеринбург) Исследование дефектной структуры материалов после интенсивных внешних воздействий атомно-зондовыми методами полевой ионной микроскопии	159-161
Тюрин А.И., Занина А.П., Шиндяпин В.В., Воробьев М.О. (Тамбов) Микромеханизмы пластической деформации в условиях действия высоких ло-	161-162

кальных напряжений	
Бобрук Е.В., Мурашкин М.Ю., Валиев Р.З., Рааб Г.И. (Уфа) Особенности старения и механические свойства алюминиевых сплавов системы Al-Mg-Si после ИПД	163-165
Нохрин А.В., Чувильдеев В.Н., Москвичева А.В., Баранов Г.В., Лопатин Ю.Г., Котков Д.Н., Конычев Д.А., Шотин С.В., Пискунов А.В., Евстифеева В.В., Благо- вещенский Ю.В. (Н.Новгород, Саров) Исследование структуры и механических свойств сверхпрочных нано- и ультра- дисперсных механоактивированных вольфрамовых псевдосплавов	166-168
Чувильдеев В.Н., Копылов В.И., Грязнов М.Ю., Нохрин А.В., Пирожникова О.Э., Лопатин Ю.Г., Мелехин Н.В., Сахаров Н.В., Сысоев А.Н. (Н.Новгород, Минск/Беларусь) Эффект одновременного повышения прочности и пластичности при комнатной температуре в нано- и микрокристаллических металлах и сплавах, полученных методами интенсивного пластического деформирования	169-170
Нохрин А.В., Чувильдеев В.Н., Копылов В.И., Грязнов М.Ю., Пирожникова О.Э., Лопатин Ю.Г., Мелехин Н.В., Сахаров Н.В., Мышляев М.М. (Н.Новгород, Минск/Беларусь, Черноголовка) Экспериментальные и теоретические исследования соотношения Холла–Петча в нано- и микрокристаллических металлах, полученных методами интенсивного пластического деформирования	171-172
Чувильдеев В.Н., Нохрин А.В., Болдин М.С., Бутусова Е.Н., Чегуров М.К., Лопа- тин Ю.Г., Степанов С.П., Михайлов А.С., Козлова Н.А., Котков Д.Н., Вирясова Н.Н. (Н.Новгород) Исследование механизмов зарождения и распространения трещин коррозионного растрескивания под напряжением в малоуглеродистых трубных сталях	172-173
Чувильдеев В.Н., Москвичева А.В., Лопатин Ю.Г., Благовещенский Ю.В., Исаева Н.В. Шотин С.В. (Н.Новгород) Исследование структуры и механических свойств карбида вольфрама, получен- ного методом электроимпульсного плазменного спекания	174-175
Скрипняк В.А., Скрипняк Е.Г., Козулин А.А., Скрипняк Н.В. (Томск) Откольное разрушение ультрамелкозернистых материалов при интенсивных им- пульсных воздействиях	175-178
Скрипняк В.А., Скрипняк Е.Г., Коробенков М.В., Скрипняк В.В. (Томск) Влияние поровой структуры на сдвиговую и откольную прочность ультрамелко- зернистой оксидной керамики	178-181
Плехов О.А., Наймарк О.Б. (Пермь) Экспериментальное исследование процессов диссипации энергии при динамиче- ском сжатии металлов с мелким размером зерна	181-182
Куцова В.З., Котова Т.В., Житник Н.А. (Днепропетровск/Украина) Структура и свойства стали 01ют после деформирования и охлаждения в рулоне	183-185
Иванов А.С., Миронова Л.И. (Подольск) Особенности разрушения биметаллических элементов конструкций	186-188
Паршуков Л.И., Смирнов В.Н., Гильмутдинов Ф.З., Бушмелев И.С. (Ижевск) Исследование сварочного шва из стали 12Х18Н10Т.	189-192
Волкова Е.Р., Терешатов В.В., Макарова М.А., Сеничев В.Ю. (Пермь)	192-194

Исследование физико-механических свойств жестких полиуретановых компози- тов низкотемпературного отверждения	
Казанцева Н.В., Косицына И.И., Степанова Н.Н., Виноградова Н.И. (Екатерин- бург) Дефектность структуры в комплексных карбидах	195-197
Беликова А.Ф., Буравова С.Н., Гордополов Ю.А., Сайков И.В. (Черноголовка) Локализация деформации при ударном нагружении	198-200
Багмутов В.П., Водопьянов В.И., Горунов А.И. (Волгоград) О сопротивлении разрыву цилиндрических образцов с кольцевыми концентрато- рами.	201-202
Барахтин Б.К., Лебедева Н.В. (Санкт-Петербург) Структурные фазовые переходы в Al-Mg-Sc сплаве в условиях горячего сжатия	203-206
Графутин В.И., Прокопьев Е.П., Тимошенков С.П., Фунтиков Ю.В. (Москва) Применение метода враф для определения размеров вакансий и пор в металлах и сплавах	207-209
Ершова А.Ю., Мартиросов М.И. (Москва) Теоретические и экспериментальные исследования полимерных композицион- ных материалов мелкозернистой структуры	209-212
Максаров В.В., Леонидов П.В. (Санкт-Петербург) Индукционный метод предварительного локального физического воздействия на обрабатываемую поверхность заготовки	213-215
Власов Н.М. (Подольск) Массоперенос в окрестности дисклинаций маркса-иоффе	216-218
Цаповская О.А., Челяпина О.И. (Подольск) Моделирование внутренних напряжений при фазовых превращениях	219-221
Смирнов А.Е., Ковалев С.И., Волошин А.Э. (Москва) Воздействие предварительного намагничивания кристаллов и растворов KDP, ADP на их равновесие	221
Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Винс С.А., Корзников А.В. (Томск, Уфа) Особенности микроструктуры и механизмы формирования наноструктурных со- стояний в ОЦК сплавах при больших пластических деформациях кручением под давлением	222
Винс С.А., Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Корзников А.В. (Томск, Уфа) Взаимосвязь тонкой дефектной структуры и параметров механических свойств сплава Мо–Re после деформации кручением в наковальнях Бриджмена	223
Промахов В.В., Буякова С.П., Кульков С.Н. (Томск) Влияние термоударных нагружений на фазовый состав и параметры кристалли- ческой структуры нанокристаллической керамики ZrO2(MgO)	224-226
Кругликов Н.А., Каменецкий Б.И., Власова А.М., Волков А.Ю. (Екатеринбург) Микроструктура и механические свойства магния после сильной пластической деформации в условиях всестороннего сжатия	226-228
Мухаметрахимов М.Х. (Уфа) Твердофазное соединение наноструктурных материалов из титанового сплава ВТ6 в условиях низкотемпературной сверхпластичности	229-231

Ершов В.И.(Краснодар) Определяющие соотношения нелинейной теории упругости при малых и боль- ших деформациях	231-234
Ершов В.И. (Краснодар) Особенности использования криволинейных координат при определении пере- мещений в задачах теории упругости	234-236
Амиршихова З.М., Козлов Г.В., Магомедов Г.М. (Махачкала) Наноструктуры и процесс текучести сетчатых эпоксиполимеров	237-239
Ширманов Н.А. (Ульяновск) Исследование микропластичности и адгезионно-прочностных свойств ионно- плазменных наноструктурированных покрытий для режущего инструмента	240-241
Иволгин В.И., Тюрин А.И., Бойцов Э.А., Близнецов С.В. (Тамбов) Влияние межзеренных границ на неустойчивую пластическую деформацию при динамическом нано- и микроиндентировании в сплаве Al–2,7%Mg	242
Головин Ю.И., Тюрин А.И., Шиндяпин В.В. (Тамбов) Упруго-пластический переход при высокоскоростной наноконтактной деформа- ции	243-244
Бобылев С.В., Морозов Н.Ф., Овидько И.А. (Санкт-Петербург) Аккомодация зернограничного скольжения посредством миграции границ зерен в деформируемых наноматериалах	244-246
Овидько И.А., Скиба Н.В., Mukherjee А.К. (Санкт-Петербург) Зарождение наноскопических зерен вблизи вершин трещин в деформируемых нанокристаллических твердых телах	247-249
Бахтеева Н.Д., Тодорова Е.В. (Москва) Термическая стабильность аморфных и аморфнонанокристаллических сплавов системы Al-Fe-Ni-La	250-251
Мельникова Е.А., Шугуров А.Р., Сергеев В.П., Коваль Н.Н., Тересов А.Д., Моск- вин П.В., Леонтьева-Смирнова М.В. (Томск, Москва) Наноструктурирование поверхностных слоев малоактивируемой стали ЭК-181 электронными и ионными пучками.	252-254
Шарипов И.З., Мулюков Р.Р., Биткулов И.Х., Казанцев В.А. (Уфа, Екатерин- бург) Термическое расширение нанокристаллического инварного сплава Fe–36%Ni	255-256
Шарипов И.З., Бабичева Р.И., Абдуллин Р.Ш., Мулюков Х.Я. (Уфа) Влияние термоциклирования на дилатационный эффект при фазовом переходе в деформированном сплаве NiTi	256-258
Мусабиров И. И., Бабичева Р.И., Мулюков Х. Я., Шарипов И.З. (Уфа)	
Влияние магнитного поля на термическое расширение образцов сплава Ni <sub>2.08</sub> Mn <sub>0.96</sub> Ga <sub>0.96</sub> , вырезанных во взаимно перпендикулярных направлениях	259-260
Перевезенцев В.Н., Пупынин А.С. (Н.Новгород) Вклад деформационных вакансий в неравновесное состояние границ зерен, фор- мирующееся в процессе интенсивной пластической деформации металлов и сплавов	261-262
Пилюгин В.П., Воронова Л.М., Дегтярев М.В., Чащухина Т.И. (Екатеринбург) Структурные превращения в чистом железе в ходе пластической деформации	263-265

под высоким давлением при температуре жидкого азота	
Воронова Л.М., Дегтярев М.В., Чащухина Т.И. (Екатеринбург) Термическая стабильность структуры никеля различного типа, полученной при деформации под высоким давлением	266-268
Перевезенцев В.Н., Ценев Н.К., Щербань М.Ю. (Н.Новгород) Особенности изменения структуры и механических свойств субмикро- и нанок- ристаллических алюминиевых сплавов, полученных методом кручения под вы- соким давлением при увеличении температуры отжига	269-271
Скрябина Н. Е., Пинюгжанин В. М. (Пермь) Особенности формирования микроструктуры сплава AZ31 в процессе деформа- ции методом РКУП	272-273
Метлов Л.С., Мышляев М.М., Пашинская Е.Г. (Донецк/Украина, Москва) Сопоставительный анализ кинетики ИПД и сверхпластичности	274-276
Пилюгин В.П., Солодова И.Л., Панфилов П.Е., Брытков Д.А. (Екатеринбург) Структура и свойства тугоплавких металлов, деформированных под давлением	277-279
Коджаспиров Г.Е., Рудской А.И., Терентьев М.И., Коджаспиров В.Е. (Санкт- Петербург) Влияние температурно-деформационных параметров на кинетику динамического разупрочнения аустенитного сплава	279-280
Попович П., Сташкив Н. (Тернополь/Украина) Моделирование эксплуатационной нагруженности при испытаниях на усталость узлов рамных металлоконструкций	280-281
Замлер Е.Г., Оковит В.С., Хаймович П.А. (Харьков/Украина) Роль всестороннего сжатия при деформировании железа в криогенных условиях	282
Антонова О.В., Ширинкина И.Г., Бесшабашников Ю. П. (Екатеринбург) Особенности микроструктуры зоны сварного шва в соединении Ті-сталь, полу- ченного методом взрыва.	283-285
Аджиева М.Д., Каныгина О.Н., Лелюхин А.С. (Оренбург) Влияние температурных воздействий на физико-механические свойства керами- ческого строительного материала	285-287
Соковиков М.А. (Пермь) Теоретическое и экспериментальное исследование неустойчивости и локализа- ции пластической деформации как результата структурных переходов в системе микросдвигов при динамическом нагружении	287-289
Борисенко Е.Б., Колесников Н.Н., Шевченко С.А., Тимонина А.В., Борисенко Д.Н., Гнесин Б.А. (Черноголовка) Влияние термообработки на механические и электрические свойства прессован- ной керамики теллурида свинца	290-292
Васильев А.А., Колбасников Н.Г., Соколов С.Ф., Соколов Д.Ф., Хлусова Е.И.(Санкт-Петербург) Моделирование статической рекристаллизации аустенита современных трубных сталей	292-295
Шабанов В.М.(Москва) О влиянии наплыва на результаты определения характеристик прочности и пла- стичности методами вдавливания сферического индентора	295-298

Надточий В.А., Уколов А.И., Нечволод Н.К. (Славянск/Украина) О роли диффузионных механизмов в процессе релаксации напряжений на кон- центраторах в монокристаллическом германии	298-300
Каминский П.П., Хон Ю.А.(Томск) Межатомное взаимодействие и атермический механизм зарождения дефектов в деформируемых кристаллах	300-301
Громыко Ж.Н., Лашкина Е.В. (Гомель/Беларусь) Функциональные свойства полиэтиленовых пленок, модифицированных нефтью	301-302
Лашкина Е.В., Громыко Ж.Н. (Гомель/Беларусь) Деформационно-прочностные свойства активных композиционных материалов на основе полиолефинов	303-305
Петухов А.Н. (Москва) Особенности влияния поверхностного слоя на сопротивление многоцикловой усталости деталей из высокопрочных конструкционных материалов	305-307
Столяренко А.И., Нечаев Е.П. (Мурманск) О влиянии термомагнитной обработки импульсными полями, напряженностью до 45 мА/м, на мартенситностареющие сплавы	307-309
Хантулева Т.А., Литвинов А.В. (Санкт-Петербург) Влияние скорости деформации на пластические свойства твердых тел	309-312
Морщинина А. А. (Санкт-Петербург) Большие осесимметричные деформации сферических оболочек (геометрическая сторона вопроса)	312-314
Морщинина Д. А. (Санкт-Петербург) О прочности интраокулярных линз	315-317
Вьюненко Ю.Н. (Санкт-Петербург) Изменение поля напряжений в результате развития эффекта памяти формы	318-319
Носковец А.А. (Санкт-Петербург) Влияние двухстадийности превращения на эволюцию температурного поля в рамках механизма остаточных напряжений ЭПФ	320-321
Толмачев Т.П., Брытков Д.А., Судакова А.В., Пилюгин В.П. (Екатеринбург) In situ барическая зависимость сопротивления сдвигу ГЦК (Cu, Ag, Au, Fe-Ni) металлов.	322
Хлебникова Ю.В., Табатчикова Т.И., Родионов Д.П., Казанцев В.А., Сазонова В.А. (Екатеринбург) Особенности формирования структуры псевдомонокристалла сплава Co-29.7%Ni при бета-альфа (ГЦК-ГПУ) полиморфном превращении	323
Коржов В.П. (Черноголовка) Структура искусственного многослойного нанокомпозита Ni/Ti	324
Жога Л.В., Дмитрук М.И., Шпейзман В.В. (Волгоград, Санкт-Петербург) Закономерности кинетики разрушения поликристаллической сегнетокерамики при одновременном действии механических напряжений и электрических полей.	325-327
Жога Л.В., Нестеров В.Н., Дмитрук М.И., Терех В.В. (Волгоград) Влияние механических напряжений на ток поляризации в структурах, имеющих	328-330

Кочергин И.В., Дмитрук М.И., Габриэлян А.В., Захаров К.А., Жога И.Л. (Волго- град) Электрическая прочность механически нагруженной горячепрессованной сегне- токерамики при ступенчатом увеличении напряженности электрического поля.	330-332
Дмитрук М.И., Кочергин И.В., Габриэлян А.В., Захаров К.А., Жога И.Л. (Волго- град) Разрушение поликристаллической сегнетокерамики в электрическом поле при ступенчатом механическом нагружении.	333-334
Веттегрень В.И., Щербаков И.П., Ляшков А.И. (Санкт-Петербург) Динамика образования микротрещин в волокнистом полимерном композите при трении и ударе	335-337
Корнеев Д.В., Алехин В.П, Лесюк Е.А. (Москва) Зависимость микротвердости конструкционных материалов от температуры ох- лаждения при поверхностной упрочняющей ультразвуковой обработке	337-339
Kisel V.P. (Черноголовка) Enigma of quantum ambiguity is solved: classical deformation waves explaine phase transitions	340-341
Букетов А.В., Стухляк П.Д., Добротвор И.Г. (Тернополь/Украина) Исследование прочности конструкционных элементов с покрытиями	342
Гладковский С.В., Коковихин Е.А., Смирнова С.В., Трунина Т.А. (Екатеринбург) "Прочность и особенности разрушения металлических композитов на основе ме- ди и сталей Ст20 и 12Х18Н10Т"	343
Мальцева Л.А., Мальцева Т.В., Озерец Н.Н., Левина А.В. (Екатеринбург) Основные механизмы достижения высокопрочного состояния в сталях разных структурных классов	344-345
Халиков А.Р. (Уфа) Эвтектические составляющие халикова как постоянные величины элементов на диаграммах состояния	345-348
Назарова А.А., Дмитриев С.В., Пшеничнюк А.И. (Уфа) Моделирование движения бесконечной дислокационной стенки в поле периоди- ческих напряжений	348-351
Баимова Ю.А., Дмитриев С.В., Назаров А.А. (Уфа) Атомистическое моделирование процессов пластической деформации двумерно- го поликристалла при различных температурах и скоростях деформирования	351-353
Дудник Е.А., Черненок С.А., Дудник Д.В. (Рубцовск) Исследование влияния линейных дефектов на прочностные свойства интерме- таллидов	353-356
Дмитриевский А.А., Ефремова Н.Ю., Шуклинов А.В., Бадылевич М.В., Вихляева Е.М., Косырев П.А. (Тамбов, Leuven/Belgium) Механические свойства структур AlN/Si, облученных низкоинтенсивным пото-ком бета-частиц	356-359
Андронов И.Н., Вербаховская Р.А., Корепанова В.С. (Ухта) Деформационные характеристики сплавов с памятью формы при смене режимов термосилового воздействия	359-361
Ахунова А. Х., Дмитриев С. В. (Уфа)	362-364

Выбор технологических параметров сверхпластической формовки трехслойной конструкции для титанового сплава ВТ6	
Кольцун Ю.И., Хибник Т.А., Кольцун А.Ю. (Самара) Объем работы коэффициента интенсивности напряжений в условиях мало - и многоцикловой усталости. уравнение энергетического баланса МЦУ и МнЦУ	364-368
Скворцова Н.П., Ломонов В.А., Виноградов А.В. (Москва) Пластическая деформация и деформационное разупрочнение монокристаллов парателлурита при высоких температурах	368-370
Волков А.Е., Евард М.Е. (Санкт-Петербург) Модель мартенситных переходов при максимальной скорости убывания термо- динамического потенциала	370
Именной указатель	371-374
Содержание	375-386





Высокоточные твердомеры для измерения твердости по шкалам Виккерса, Роквелла, Бринелля, от простых экономичных решений, до автоматизированных систем

> ООО "Новатест" - 125130, г. Москва, Старопетровский проезд 7а, (495) 788-55-23 info@novatest.ru | www.novatest.ru | www.wolperwilson.ru





# Как визуально и количественно оценить изменение деформации на поверхности образца при испытаниях?

Системы видео анализа деформированного состояния Limess Vic2D и Vic3D

> ООО "Новатест" - 125130, г. Москва, Старопетровский проезд 7а, (495) 788-55-23 info@novatest.ru | www.novatest.ru