

Актуальные проблемы прочности

**Материалы
XLIII Международной
конференции**

Часть 1

**Витебск
2004**

Межгосударственный координационный совет по физике прочности и пластичности материалов
Министерство образования Республики Беларусь
Национальная академия наук Беларуси
Государственный комитет по науке и технологиям Республики Беларусь
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербургский государственный университет
Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований
УО «Витебский государственный технологический университет»
Институт технической акустики НАН Беларуси

XLIII Международная конференция

«Актуальные проблемы прочности»

27 сентября – 1 октября 2004 года

Часть I



**Витебск, Беларусь
2004**

УДК 539.4
ББК 30.121
С 65

XLIII Международная конференция «Актуальные проблемы прочности»
(г. Витебск, 27 сентября – 1 октября 2004 г.), Ч. 1, Витебск, 2004, 354с.

В сборнике представлены работы, посвященные широкому кругу вопросов физики и механики деформируемых твердых тел, а также инженерного материаловедения.

Публикации в сборнике освещают современные тенденции науки о прочности и будут полезны для ученых инженеров, аспирантов и студентов, интересующихся фундаментальными и прикладными вопросами прочности и пластичности материалов.

- Витебский государственный технологический университет
- НИИ математики и механики СПбГУ

УДК 519.711.53:669.01

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ – СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

Кундас С. П.

*Международный государственный экологический университет им. А.Д.Сахарова,
Минск, Республика Беларусь,
kundas@iseu.by*

Введение. В последние годы, в связи с широким применением вычислительной техники почти во всех отраслях науки и техники, появилось новое научное направление, которое на языке-оригинале называется **Computational Materials Science**, что дословно можно перевести, как “вычислительное материаловедение” или материаловедение с применением компьютерного моделирования. Это научное направление объединяет в себе элементы материаловедения, физики, химии, математики, информатики, технической механики и других наук, которые являются основой для моделирования физических, химических и других процессов, определяющих структуру материалов и ее изменение в условиях внутренних и внешних воздействий. Стимулирующим фактором для развития этого направления являются все более широкое промышленное применение гибких автоматизированных производств.

Одна из наиболее сложных задач материаловедения – это исследование различных дефектов кристаллического строения материалов. Использование моделирования в этой области предоставляет также большую проблему, учитывая необходимость объединенного решения задач с разными временными и масштабными размерностями. Кроме этого, микроструктурные явления и изменения чаще всего нелинейны, что определяет сложность их математического описания и численного решения задач.

Для решения этих задач разработан ряд методов вычислительного материаловедения, которые позволяют эффективно соединить огромные масштабные расхождения и численно описывать взаимодействия дефектов структуры материалов [1]. Среди них можно отметить: метод ячеистых автоматов (cellular automata), динамики дислокаций (dislocation dynamics), молекулярной динамики (molecular dynamic), Монте-Карло и др. [2].

Однако до настоящего времени отсутствует строгая теория, которая охватывала бы основные положения вычислительного материаловедения. Большинство разработанных методов решают относительно узкие задачи этого актуального направления науки, не всегда совместимы друг с другом, как по математической формализации физических процессов, так и по получаемым результатам.

Учитывая глобальное направление развития научно-технического прогресса в направлении сквозной автоматизации процессов проектирования и производства изделий, в ближайшие годы ожидается интенсивное развитие теории и практики вычислительного материаловедения, применения его результатов в промышленности, в том числе, при упрочнении и восстановлении деталей машин.

Общие подходы к применению методов компьютерного моделирования в материаловедении. Современное материаловедение основано на том, что свойства материалов определяются их химическим составом и микроструктурой. Это особенно характерно для механических свойств материалов. Поэтому применяемые методы анали-

за свойств материалов в значительной степени базируются на исследовании их микро-структуры, которая в свою очередь зависит от термодинамических неравновесных процессов, протекающих в материале. Следует отметить, что свойства материала определяют не те микро-структуры, которые являются близкими к равновесию, а те, которые имеют высокую неравновесность. Описание этих неравновесных состояний микро-структуры материалов является важной задачей вычислительного материаловедения. При этом необходимо тождественно связать макроскопическое поведение изделий с микро-структурой. Эта цель ставит задачу идентифицировать те дефекты структуры, включая их статическое и динамическое поведение, которое отвечает за специфические макроскопические свойства изделий.

Вычислительное материаловедение базируется также на пространственно-временной иерархии (рис.1). Размеры моделируемых объектов могут изменяться от нанометров до миллиметров и метров (реальные изделия). С этими размерами связываются и моделируемые физические процессы (см. рис.1, б), которые, соответственно, имеют длительность протекания от пикосекунд до секунд и более.

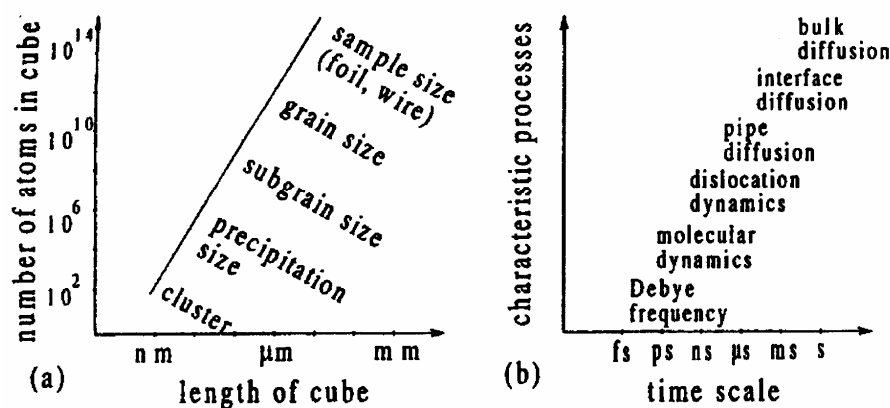


Рис. 1. Характерная длина и временные масштабы микро-структуры материалов (для единичного пространственного элемента-куба)

Исходя из приведенной пространственно-временной иерархии, уровни моделирования микро-структуры также разделены на макро-, мезо-, микро- и наноуровни [1, 2] (рис.2). В этом контексте термин «макроскопический» относится к реальной геометрии изделий, «мезоскопический» – к дефектам кристаллического строения на уровне зерна, «микроскопический» – к дефектам кристаллического строения, ниже уровня зерна, и «наноскопический» – к уровню атомов. Конечно, это не строгое деление. Во многих случаях уровни могут объединяться и рассматриваться в едином контексте.

Как показано на рис. 2, на каждом из уровней применяются определенные методы моделирования, которые по своим возможностям соответствуют описываемым физическим процессам и пространственно-временному масштабу.

В общем случае моделирование микро-структуры предоставляет собой получение моделей, которые сформулированы на соответствующем уровне, описываемые с помощью систем алгебраических дифференциальных уравнений или с применением вероятностных методов, отражающих поведение рассматриваемых элементарных дефектов кристаллического строения с высокой степенью пространственной и временной дискретизации.

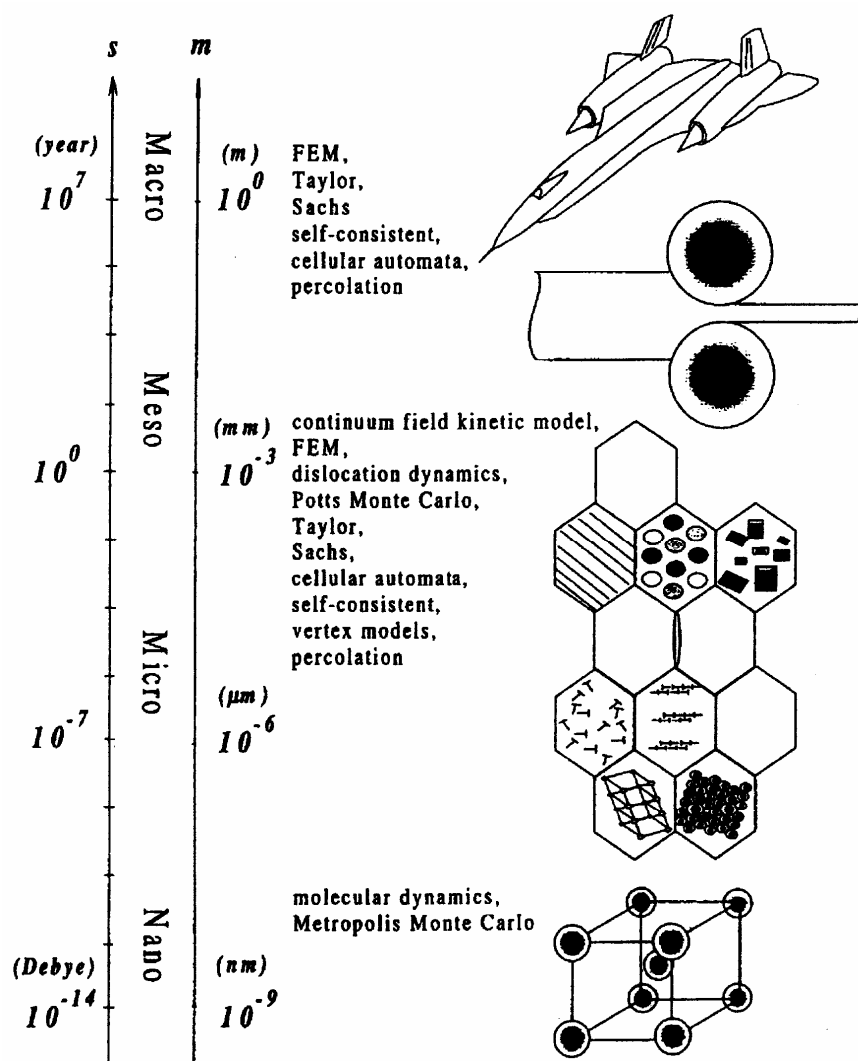


Рис. 2. Основные методы моделирования в зависимости от уровня иерархии.

Особенности моделирования микроструктуры на разных уровнях иерархии.

Математической моделью микроструктуры на макро-уровне является система дифференциальных уравнений в частных производных. Для описания сложной формы материальной неоднородности на данном уровне используют дискретизацию пространства, т.е. исследуемое тело разбивается на ряд дискретных областей. В реальном моделировании свойств материалов количество этих дискретных областей может быть довольно большим, и модель будет состоять из большого числа дифференциальных уравнений в частных производных. В большинстве случаев такие сложные системы уравнений невозможно решить аналитическими методами.

Так как решение дифференциальных уравнений в частных производных может быть получено только для хорошо определённых граничных условий и начальных значений, то к основным методам моделирования на макро-уровне относят метод конечных элементов (моделирование больших деформаций) и метод конечных разностей (моделирование процессов диффузии и теплообмена и др.).

На макро-уровне, наряду с указанными выше универсальными методами, применяются также специализированные модели пластической деформации поликристаллических материалов, к которым можно отнести: обобщённую полную модель напряжений Тейлора (Taylor full constraints model), поликристаллическую теорию Бишоп –

Хилла (Bishop-Hill polycrystal theory), модели релаксации напряжений Тейлора (Taylor relaxed constraints models), статистическую модель межзеренного взаимодействия (Statistical grain interaction model), теорию фильтации (Percolation theory) и др. [1, 2].

Примером применения метода конечных элементов для моделирования задач материаловедения является анализ напряженно-деформированного состояния системы покрытие-основание при плазменном напылении покрытий с учетом релаксации напряжений за счет пластических деформаций, ползучести, образования трещин и расслоений (рис. 3, а) [3, 4], а также при моделировании процессов термообработки (рис. 5, б) [5]. В разработанных моделях метод конечных элементов применен для описания задач термоупругости, пластичности, ползучести и механики разрушения.

Для моделирования формирования структуры плазменных покрытий успешно применяется также и метод Монте-Карло [6].

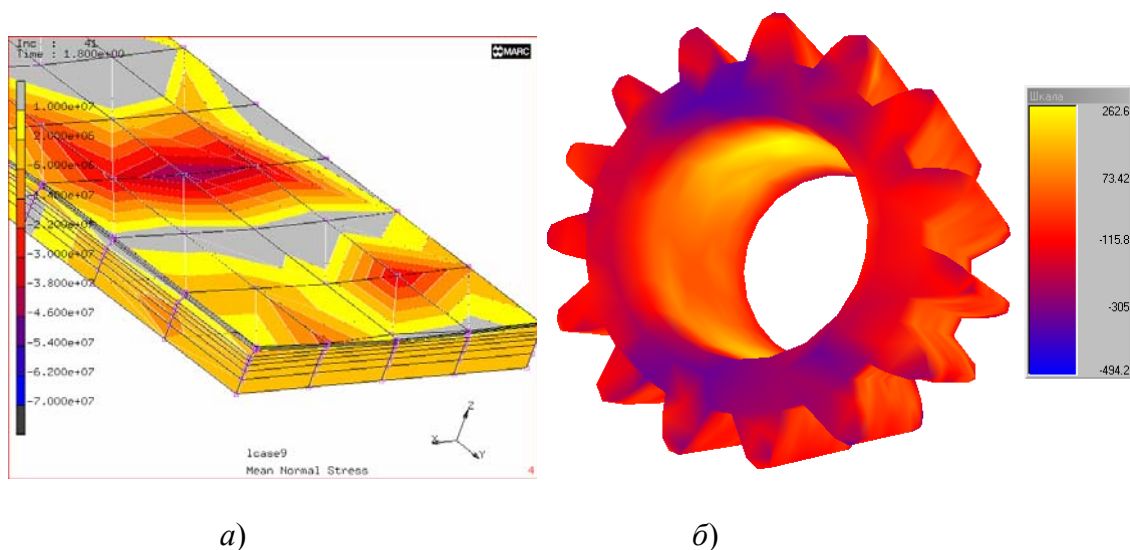


Рис. 3. Результаты моделирования распределения напряжений:

а) – в плазменных покрытиях (Па); б) – в стальной шестерне после закалки (МПа), с применением метода конечных элементов.

Исследование и прогнозирование изменения микроструктуры на микроуровне (мезоуровне) является наиболее широкой областью применения вычислительного материаловедения. Структурные изменения на этом уровне чаще всего термодинамически неравновесны и зависят от кинетики протекающих физических процессов. Другими словами, термодинамика предсказывает главные направления изменения структуры, а с помощью кинетики уточняется один или несколько вариантов ее развития. Исследование и оптимизация микроструктуры на этом уровне играет большую роль в материаловедении, так как является основой для управления и прогнозирования структурно-зависимых свойств материалов.

Цель моделирования на данном уровне – это описание поведения индивидуальных дефектов кристаллического строения материалов с дискретизацией расчетных процедур во времени и пространстве. Для этих целей используются упомянутые модели мезоуровня с их адаптацией для единичных дефектов. Однако, наиболее широкое применение нашли более специализированные модели, а именно: модель клеточных автоматов (cellular automata) [7], динамики дислокаций (dislocation dynamics) [8], сетевые или узловые модели (network (vertex) models) [1,2].

Эти три метода имеют следующие общие особенности:

- 1) моделирование осуществляется численным решением системы дифференциальных уравнений с использованием метода конечных разностей;
- 2) они дискретны как в пространстве, так и во времени;
- 3) микроскопический подход, основанный на дифференциально – разностных уравнениях, которые описывают статистические и динамические свойства элементарных дефектов кристаллического строения;
- 4) они моделируют микроструктуру, описывая и объясняя много явлений взаимодействия (взаимодействие дефектов на границе зерна, примесей, сегментов дислокации и т.д.);
- 5) применяются детерминированные и статистические методы моделирования.

Метод клеточных автоматов [1,2,7] описывает дискретное пространственное и временное поведение сложных систем, применяя локальные детерминированные или случайные правила преобразования решётки. Эти правила определяют состояние объекта, как функции от предыдущего состояния и состояния соседних объектов. Последний метод в некоторой степени схож с методом Монте-Карло. Различие заключается в том, что в методе Монте-Карло модификация фазовых переменных происходит последовательно, в то время как в клеточных автоматах – одновременно. Каждый узел должен принять одно из конечного множества возможных дискретных состояний. Локальные взаимодействия соседних мест определяются через набор детерминированных или случайных правил взаимодействия (при детерминированном моделировании – на основе физических законов, определяющих взаимодействие).

Наиболее широкое применение модели на основе клеточных автоматов нашли при исследовании явлений восстановления, рекристаллизации и роста зерен, а также в диффузионных фазовых превращениях.

Методы динамики дислокаций [2,8] представляют собой группу методов, которые описывают дислокации вне их ядер как линейные дефекты, которые находятся в какой либо гомогенной, изотропной или анизотропной, упругой линейной среде рассматривая время и фактическое положение каждого дефекта как независимые переменные. Моделирование может быть двумерным и трёхмерным. Поведение дислокаций обычно описывается с помощью феноменологических вязких или вязкопластических законов течения или на основе применения второго закона Ньютона для каждой дислокации с определением текущего положения дислокаций на основе алгоритмов метода конечных разностей.

Сетевые методы (в основном, 2D) [1,2] применяются для топологического моделирования сетей дислокаций во взаимосвязи со структурой зерен и субзерен. В этих методах стенки ячеистых дислокаций и большеугловые границы зерен обрабатываются как линейные дефекты, которые реорганизуются в зависимости от внешних нагрузок, кривизны интерфейсных линий и запасённой энергии. Результирующее движение границы зерна (описывается также конечноразностным алгоритмом) происходит в соответствии с возникающей в сети результирующей силы и подвижности границ, учитывая законы вязкого течения. Модели обычно рассматривают равновесие линейных напряжений в узлах и сохранение их связанности.

Для моделирования на наноуровне (на атомном уровне) в вычислительном материаловедении наиболее широкое применение находит известный метод Монте-Карло [1,2] и метод молекулярной динамики [1,2].

Как известно, Монте-Карло метод – это вероятностный метод, применяемый к статистической физике и механике для численного решения многомерных интегральных уравнений. В вычислительном материаловедении он применяется для расширения модели кристаллической решетки Исинга (Ising lattice model), первоначально разрабо-

танной для математического описания магнитных доменов. Применительно к кристаллической решетке в этой модели внутренняя энергия системы описывается, как сумма энергий парного взаимодействия между элементарными модулями (например, атомами или молекулами). Метод Монте-Карло моделирует только термодинамические процессы и не рассматривает микроскопическую динамику.

В отличие от алгоритмов Монте-Карло, метод молекулярной динамики является детерминированным и описывает индивидуальные движения молекул или атомов. Этот метод исходит из того, что максимальное число взаимодействующих атомов и молекул определяется межатомным потенциалом, который является функцией относительного положения двух или более атомов. Полная потенциальная энергия массива атомов соответствует сумме всех энергий межатомного взаимодействия. Для получения межатомного потенциала решаются уравнения Шредингера. Затем составляются интегральные уравнения движения для атомных систем, которые решаются методом конечных разностей. Пример использования некоторых методов вычислительного материаловедения, для моделирования пластической деформации кристаллических материалов показан на рис.4.

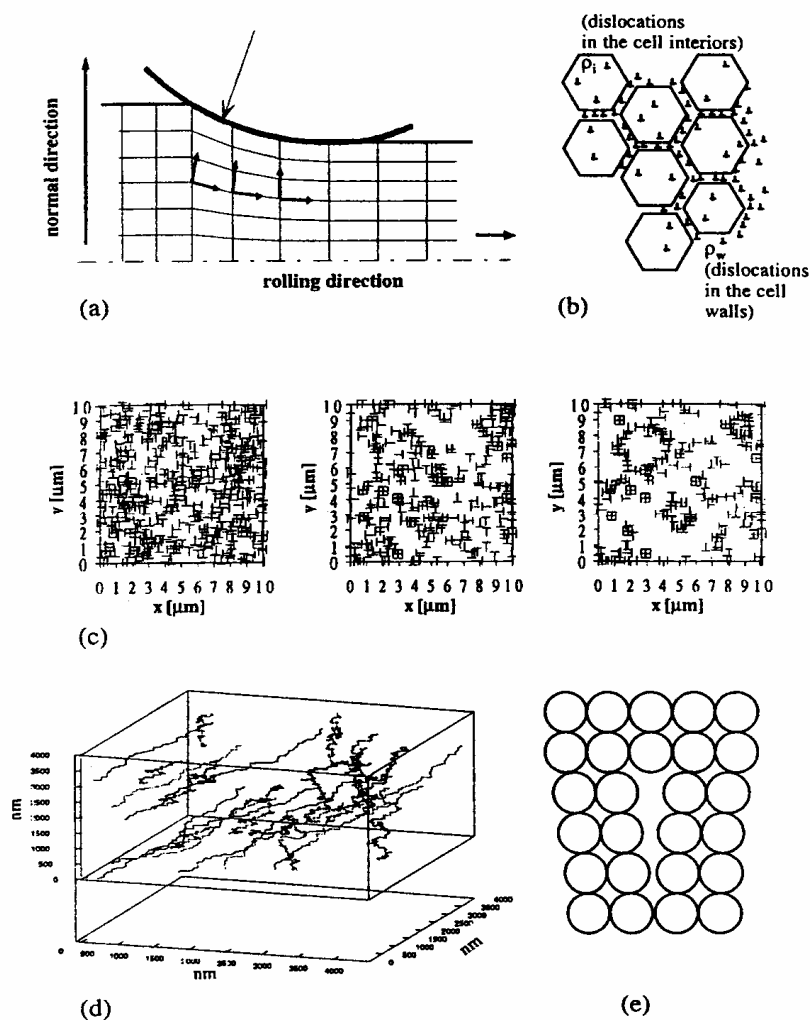


Рис.4. Схемы и результаты моделирования пластических деформаций кристаллических материалов на разных уровнях: (а) двухмерное моделирование с помощью МКЭ на макроуровне; (б) статистическое кинематическое моделирование межзеренных и внутризеренных дислокаций, основанное на моделях Kocks, Mecking, Mughrabi и Estrin; (с) двухмерная модель динамики дислокаций; (д) трехмерная модель динамики дислокаций; (е) моделирование с применением молекулярной динамики [2].

Направления дальнейшего развития методов компьютерного моделирования в материаловедении. Важным направлением дальнейшего развития методов вычислительного материаловедения является устранение пробелов в моделировании микроструктур различного уровня (от макроскопических до наноскопических). Для этого осуществляется разработка и использование в этой области новых методов компьютерного моделирования, способных решать вычислительные задачи в широких диапазонах времени и пространства, а также более совершенных численных методов решения дифференциальных уравнений, задач теории вероятности и математической статистики. Примером этому может служить метод клеточных автоматов, который теоретически может охватить большой масштаб, от макро- до наноуровня.

Другое направление развития вычислительного материаловедения основывается на концепции интегрированного моделирования. Эта концепция предусматривает организацию взаимосвязи между различными методами, применяемыми на соответствующем уровне иерархии микроструктуры, с целью сквозного моделирования всех процессов, определяющих микроструктурные изменения в материалах и их свойства. Это может быть достигнуто путём прямого или последовательного интегрирования. Прямое интегрирование означает, что различные взаимодействующие уровни моделирования микроструктуры используются в одном компьютерном эксперименте, даже применяя различные методы моделирования. Последовательное интегрирование предусматривает сквозную передачу данных результатов моделирования от одного уровня, на последующие.

Одним из примеров такого подхода является моделирование процессов восстановления и рекристаллизации в сплавах, где для оценки кинетики восстановления применяется двухмерная модель динамики дислокаций, а на заключительных этапах (описания микроструктуры) используется метод клеточных автоматов.

В соответствии с повышением вычислительных мощностей современных компьютеров, совершенствуются и рассмотренные выше классические методы моделирования (клеточные автоматы, молекулярная динамика и др.). Это совершенствование идет, прежде всего, в направлении увеличения размерности моделей (применение трехмерных моделей), повышения точности результатов моделирования за счет уменьшения временной и пространственной дискретизации, моделирования в реальных временных масштабах, широкого использования методов графической анимации протекающих процессов. В последние годы наблюдается также тенденция к "интеллектуализации" моделирующих систем за счет включения в их состав экспертных систем и других элементов систем искусственного интеллекта (например, нейронных сетей) [9].

Большое внимание уделяется также применению результатов вычислительного материаловедения в реальном производстве, для проектирования процессов обработки материалов различными методами, при построении гибких автоматизированных производств.

Основные научные и технические достижения в этой области освещаются в периодическом журнале «Computational Materials Science» [7] издательства ELSIVIER (www.elsevier.com)

Список литературы

1. Mark J., Glicksman M., March S. Computational methods in material science. MRS, 1992.- 418.
2. Klimanek P., Pantleon W. Simulationstechniken in der Materialwissenschaft. Technische Universität Freiburg, 1997.-348.
3. Процессы плазменного нанесения покрытий: теория и практика / А.Ф. Ильюшенко, С.П. Кундас, А.П. Достанко Lugscheider, U. Eritt.: Под общ. ред. акад. НАН Беларуси А.П. Достанко, П.А. Витязя. – Мн.: Армита, 1999.- 544 с.

4. Кундас С.П., Марковник Д.В., Кашко Т.А. Применение математических методов и программных средств для моделирования напряженно-деформированного состояния плазменных покрытий / Известия Белорусской инженерной академии, 2004 г., №1(17)/1 - с. 85-87.
5. Кундас С.П., Тонконогов Б.А., Гишкелюк И.А., Гурченко П.С. Компьютерное моделирование и исследование процесса закалки / Доклады Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники, 2003 г. Том.1, № 3. с. 65-71.
6. Плазменные процессы в производстве изделий электронной техники. В 3 т. Т. 1./ А.П. Достанко, С.П. Кундас, С.В.Бордусов и др.; Под общ. ред. акад. НАН Беларуси А.П. Достанко. – Мн.: ФУАинформ, 2000.- 424 с.
7. Wolfram S. Theory and application of cellular automata. World Science Publication, 1986. – 546.
8. Raabe D. Introduction of hybrid model for the discrete 3D simulation of dislocation dynamics. Computational Materials Science, 1998. No.11. P.1-15.
9. Kundas S.P., Levashkevich Y.S., Ilyushenko A.F. Hybrid Expert Systems Implementation for the Research and Optimization of Coating Plasma Spraying Processes/ IV International Conference "Plasma physics and plasma technology", Minsk, Belarus, September 15-19, 2003, p.591 - 594.
10. Computation Materials Science. Elsvier Science B.V., 1993-2004.

УДК 621.78.011:681.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И ТВЕРДОСТИ СТАЛЬНЫХ ДЕТАЛЕЙ ПРИ ЗАКАЛКЕ

Кундас С. П.¹⁾, Тонконогов Б. А.²⁾, Гишкелюк И. А.²⁾

¹⁾ *Международный государственный экологический университет им. А.Д.Сахарова,
Минск, Республика Беларусь, kundas@iseu.by*

²⁾ *Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
Минск, Беларусь, adminset@bsuir.unibel.by*

Введение. Процесс закалки в настоящее время широко применяется в различных отраслях промышленности для повышения эксплуатационных свойств металлических деталей. При закалке стальных деталей в них возникают напряжения вследствие неоднородности температурного поля и неравномерного протекания фазовых превращений [1]. В связи с этим, актуальна задача выбора режима охлаждения при закалке, обеспечивающего, наряду с требуемой структурой и твердостью, допустимый уровень напряжений. Трудоемкость экспериментального исследования остаточных напряжений после закалки, а также невозможность в настоящее время экспериментально исследовать кинетику напряженно-деформируемого состояния (НДС) при закалке, вызывает необходимость построения математической модели для расчетного определения напряженно-деформируемого состояния при закалке стальных деталей [2].

В статье представлена математическая модель процесса печной закалки стальных деталей, обеспечивающая прогнозирование их напряженно-деформируемого состояния при произвольном охлаждении с учетом теплоты превращения и изменения удельного объема стали при фазовых превращениях, и проведено моделирование формирования напряжений в деталях при заданных условиях охлаждения.

Математическая модель напряженно-деформируемого состояния стальных деталей при закалке. Основная особенность определения напряженно-деформируе-

мого состояния при закалке – необходимость учета влияния структурных превращений на напряжения вызванные неравномерным распределением температуры (термические напряжения) как вследствие теплового, так и объемного эффекта. В связи с этим, была разработана комплексная математическая модель напряженно-деформируемого состояния, базирующаяся на методе конечных элементов и учитывающая распределения тепловых полей и фазовых превращений в детали. Кроме того, так как основным показателем прокаливаемости детали при закалке служит твердость, разработанную математическую модель дополнили алгоритмом определения распределения твердости в объеме детали.

Определение распределения температур в детали в процессе закалки основано на решении уравнения теплопроводности:

$$C_V \cdot \rho \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_V, \quad (1)$$

где T – температуры в момент времени t в точке с координатами x, y, z , C_V – коэффициент удельной теплоемкости материала, ρ – плотность материала, λ – коэффициент теплопроводности материала, q_V – удельная мощность внутренних источников теплоты.

Значения теплоемкости, плотности и теплопроводности зависят от температуры и фазового состава. Удельная мощность внутренних источников теплоты обусловлена выделением и поглощением теплоты при фазовых превращениях.

Решая уравнение теплопроводности с граничными условиями, учитывающими конвективный и лучистый теплообмен и начальными условиями, методом конечных элементов находим распределение температур в детали.

При этом уравнение теплопроводности сводится к системе уравнений, имеющей следующий вид в матричной форме [3]:

$$\frac{C(T^{n+\omega})}{\Delta t} \cdot (-T^n + T^{n+1}) + K(T^{n+\omega}) \cdot [(1-\omega) \cdot T^n + \omega \cdot T^{n+1}] = F^{n+\omega}, \quad (2)$$

где C и K – матрицы теплопроводности и конвекции соответственно, F – вектор тепловых сил, T – значение температуры в узле, n – номер инкремента.

Порядок расчета матриц C и K , и вектора F приведен в литературе [4].

В выражении (2) $T^{n+\omega}$ и $F^{n+\omega}$ означает, что значение температуры и тепловой нагрузки вычисляются в момент времени $t = t + \omega \cdot \Delta t$ ($0 \leq \omega \leq 1$), при помощи аппроксимаций:

$$T^{n+\omega} = (1-\omega) \cdot T^n + \omega \cdot T^{n+1}, \quad (3)$$

$$F^{n+\omega} = (1-\omega) \cdot F^n + \omega \cdot F^{n+1}, \quad (4)$$

Для определения температуры T^{n+1} система уравнений (4) решается итерационно на каждом временном шаге.

На каждом временном шаге рассчитывается новый фазовый состав и учитывается изменение свойств материала в зависимости от фазового состава. Также производится вычисление теплоты, выделившейся в результате фазового превращения.

Расчет фазового состава производится путем аппроксимации термокинетических диаграмм (ТКД). Для этого на каждом временном шаге (итерации) по кривым начала и конца фазового превращения определяется, будет ли происходить фазовое превращение. При наличии превращения вычисляется процент распавшейся и образовавшейся фазы в зависимости от температуры начала фазового превращения, изменения температуры и длительности инкремента.

Определение твердости основано на аппроксимации зависимости твердости от скорости охлаждения. Вычисляется средняя скорость охлаждения узлов конечно-элементной сетки и путем аппроксимации экспериментальных данных (зависимости твердости от скорости охлаждения для исходного материала) рассчитывается твердость в конкретных узлах детали после закалки.

При анализе деформаций и напряжений в детали в процессе закалки необходимо решать упругопластическую задачу, то есть применять метод конечных элементов в сочетании с теорией упругости и теорией пластичности. Эта задача усложняется тем, что распределение температур в теле изменяется с течением времени. Поэтому при анализе напряженно-деформированного состояния определяется приращение деформаций и напряжений за прошедший инкремент времени, а затем рассчитывается накопленная деформация и напряжения. Кроме того, механические свойства детали (модуль Юнга, коэффициент Пуассона, предел текучести, модуль упрочнения и температурный коэффициент линейного расширения) зависят от фазового состава и средней температуры конечного элемента на текущем временном шаге.

Условие перехода конечного элемента из упругого состояния в пластическое определяется функцией текучести Мизеса (f), которая равна разности интенсивности напряжений и напряжения текучести [5].

Связь между приращением деформацией и приращением напряжением в упругой области ($f < 0$) определяется зависимостью [5]:

$$d\sigma = [D_e] \cdot d\varepsilon, \quad (5)$$

где $[D_e]$ – матрица упругости, а в упруго-пластической области ($f = 0$) связь между приращением деформацией и приращением напряжений определяется выражением [5]:

$$d\sigma = [D_{ep}] \cdot d\varepsilon, \quad (6)$$

где $[D_{ep}]$ – упругопластическая матрица.

Условие равновесия в упругопластической области при воздействии нагрузок вызванных температурными и структурными изменениями в детали записывается в виде [6]:

$$[K_{ep}] \cdot \{\Delta U\} = \{Q_{th}\}, \quad (7)$$

где $\{\Delta U\}$ – вектор приращения перемещений, $[K_{ep}]$ – матрица жесткости, $\{Q_{th}\}$ – вектора нагрузок.

Матрица жесткости $[K_{ep}]$ определяется из выражения:

$$[K_{ep}] = [B]^T \cdot [D] \cdot [B] \cdot V_e, \quad (8)$$

где $[B]$ – матрица геометрических характеристик.

Вектора нагрузок $\{Q_{th}\}$ рассчитываются по формуле:

$$\{Q_{th}\} = [B]^T \cdot [D] \cdot \{\varepsilon_0\} \cdot V_e, \quad (9)$$

где $\{\varepsilon_0\}$ – вектор начальных деформаций, обусловленный температурными и структурными изменениями в детали:

$$\{\varepsilon_0\} = (\beta \cdot \Delta T + \delta) \cdot [111000]^T, \quad (10)$$

где β – температурный коэффициент линейного расширения, δ – изменение размера детали, вызванное фазовыми превращениями, ΔT – изменение температуры за рассчитываемый временной шаг.

В выражениях (8) и (9) матрица $[D]$ равна матрице $[D_e]$ для конечных элементов находящихся в упругой области, и равна матрице $[D_{ep}]$ для конечных элементов находящихся в упругопластической области.

Далее на основании уравнения равновесия определяется вектор перемещений:

$$\{\Delta U\} = [K_{ep}]^{-1} \cdot \{Q_{th}\}, \quad (11)$$

Зная величину вектора перемещений, определяются остальные параметры НДС [6].

Так как выражение (7) справедливо для бесконечно малых приращений напряжений, то на каждом временном шаге значения напряжений уточняются методом последовательных приближений (метод начальных напряжений).

Представленная комплексная математическая модель программно реализована в составе программного комплекса ThermoSim [7], позволяющего проводить моделирование процессов термообработки.

Моделирование кинетики напряженно-деформированного состояния при закалке

С помощью программного комплекса ThermoSim проводилось моделирование закалки детали типа «сателлит» погружением в масло с коэффициентом теплообмена представленном на рис. 1. Моделируемые режимы закалки приведены в табл. 1.

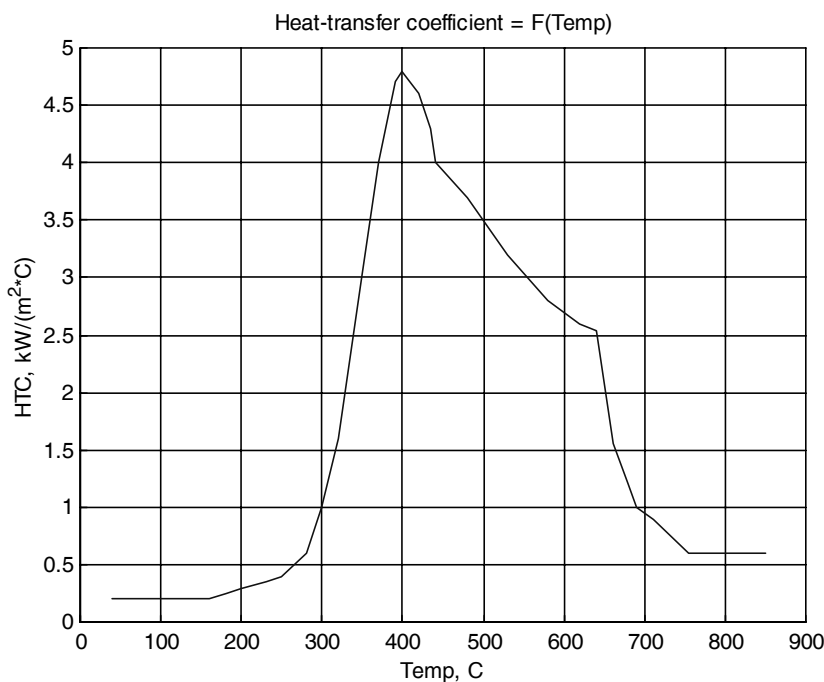


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплообмена масла от температуры поверхности детали.

В результате моделирования получено распределение температур, напряжений, фазового состава и твердости в объеме детали [8].

Таблица 1. Режимы закалки детали типа «сателлит»

№	Тип детали	Вид материала	Охлаждающая среда	Режим закалки
1	Сателлит	Сталь 45	Масло (20 °С)	Закалка с 840 °С полным погружением

Из распределения температур (рис. 2) видно, что поверхность детали охлаждается значительно быстрее в сравнении с ее сердцевиной. Разность температур на поверхности и в центральной части детали вызывает возникновение термических напряжений.

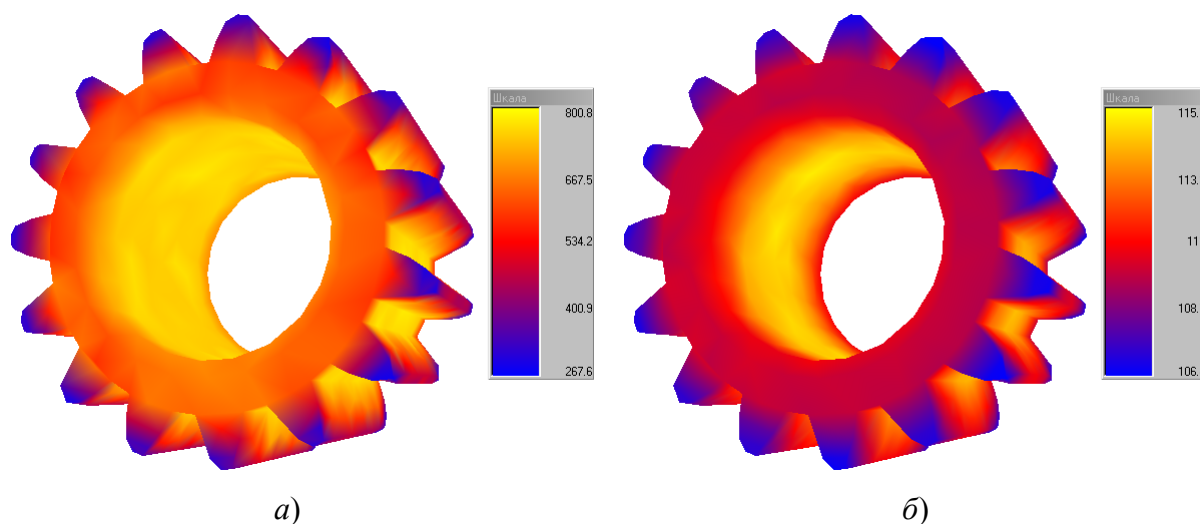


Рис. 2. Распределение температуры в детали в процессе охлаждения: через 3 секунды (а) и через 80 секунд (б)

Установлено (рис. 3), что в той части поверхности детали, в которой на 3-й секунде охлаждения имели место сжимающие напряжения, на 80-й – преобладали растягивающие и, наоборот, там, где на 3-й секунде имели место растягивающие напряжения, на 80-й преобладали сжимающие. Это можно объяснить следующими процессами.

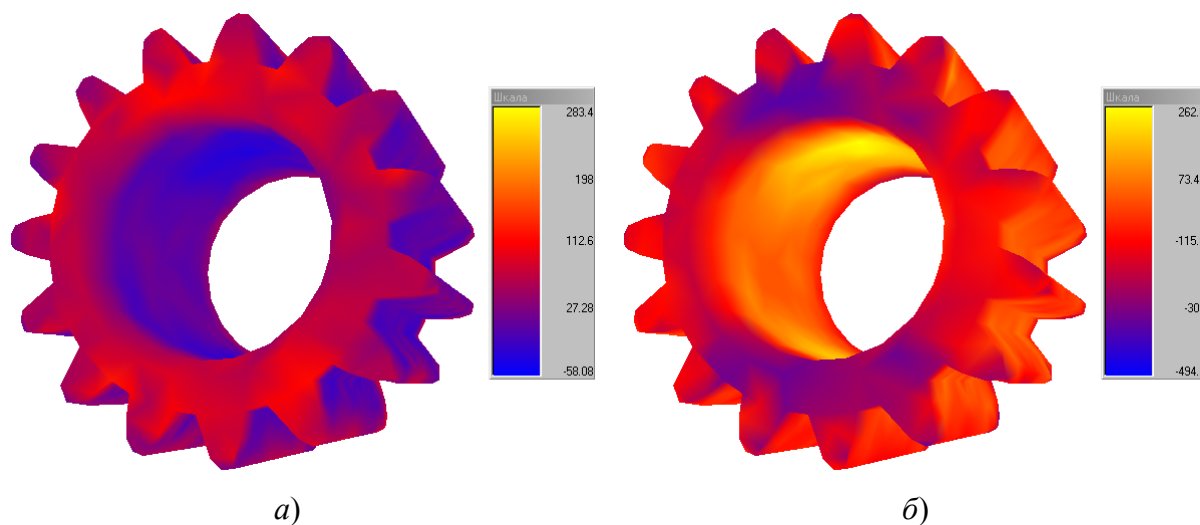


Рис. 3. Распределение главных напряжений (МПа) в детали при закалке погружением в масло через 3 с (а) и через 80 с (б)

Превращение аустенита, в первую очередь, начинается на поверхности детали, где температура начала распада достигается раньше, чем внутри. Так как распад аустенита сопровождается увеличением объема, поверхностные слои расширяются. Однако расширению поверхностных слоев препятствуют внутренние слои, где распад аустенита еще не начался. Это приводит к образованию на поверхности временных сжимающих напряжений, а во внутренних слоях – растягивающих. По мере развития превращения знак значений напряжений на поверхности и во внутренних слоях изменяется. Следует отметить, что в данном случае структурные напряжения превышают значения температурных напряжений, которые относительно структурных изменяются в обратном порядке.

На рис. 4 приведено изменения главных и эффективных напряжений во времени (в нелинейном масштабе) для характерных точек закаливаемой детали. По полученным данным можно судить о величине максимальных временных напряжений и значению остаточным напряжений имеющих место в детали. Следует отметить, что получение информации об изменении напряжений при закалке экспериментальными методами весьма трудоемка, а зачастую вообще невозможна.

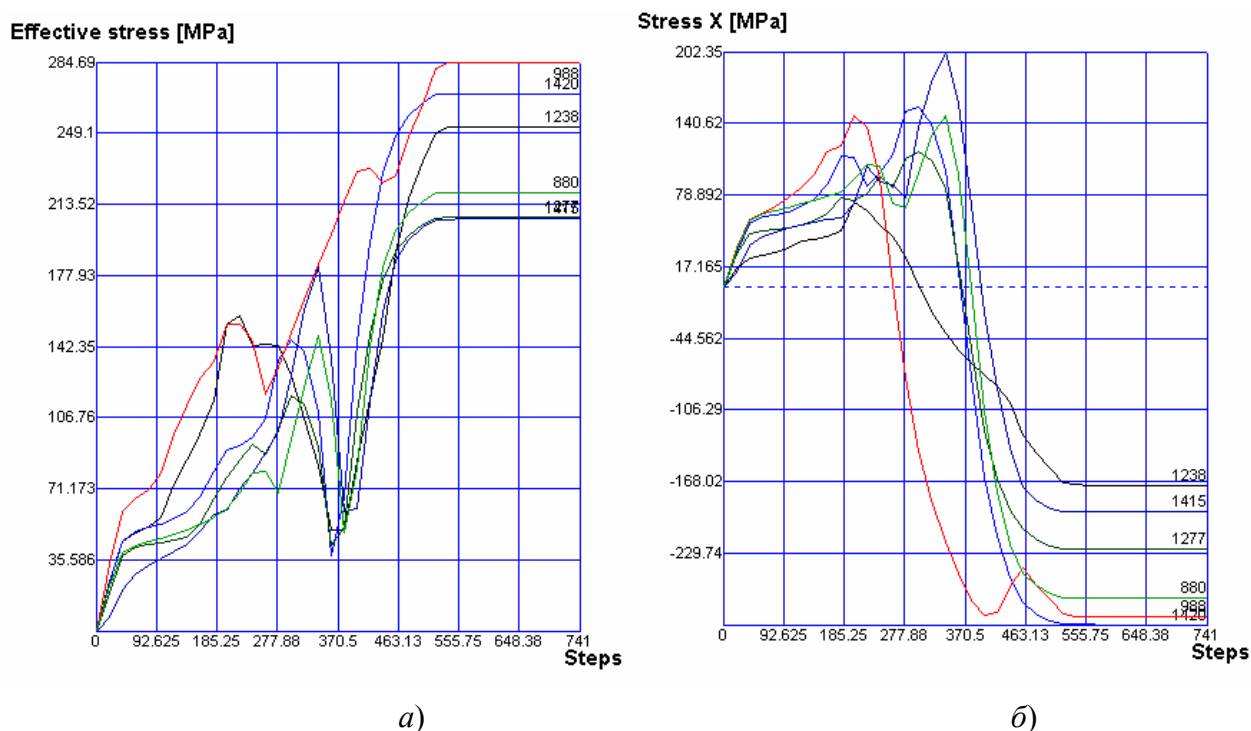


Рис. 4. Изменение эффективных (а) и главных напряжений (б) в детали в процессе охлаждения.

В результате моделирования, также было получено распределение твердости в сечении детали после закалки (рис. 5). По полученному значению твердости можно судить об эксплуатационных свойствах детали (пределу прочности, пределу текучести) после закалки. Экспериментальная верификация полученных результатов показала, что погрешность моделирования не превышает 10% [8].

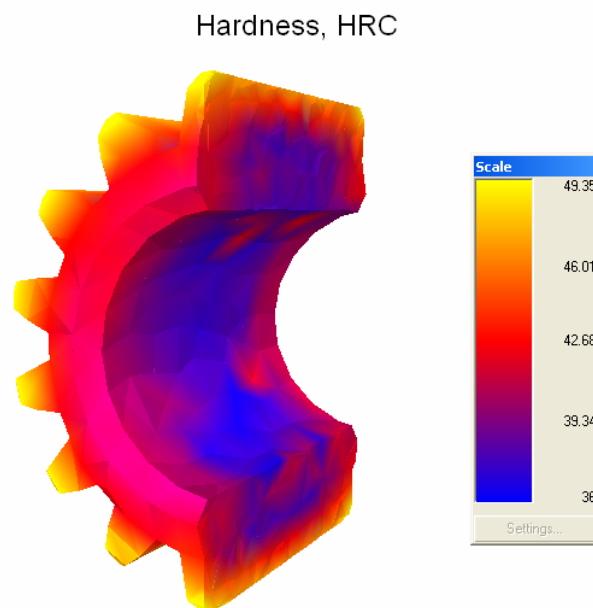


Рис. 5. Результаты моделирования распределение твердости в сечении детали

Закключение. Разработана трехмерная математическая модель напряженно-деформируемого состояния, базирующаяся на методе конечных элементов и учитывающая пластические деформации и фазовые превращения, протекающие в процессе закалки. С помощью разработанных моделей исследован процесс закалки детали типа «саттелит». Получена информация о напряженно-деформируемом состоянии детали, которую сложно определить экспериментально. Результаты моделирования позволяют выбрать режим охлаждения при закалке, обеспечивающий, наряду с требуемой структурой и твердостью, допустимый уровень напряжений.

Список литературы

1. Власов Н. В., Адамова Н. А., Сорокин В. Г. Напряженно-деформированное состояние стальных деталей при регулируемом охлаждении // МиТОМ. 1986. № 12. С 21-25.
2. Гурченко П. С. Упрочнение при индукционном нагреве и управляемом охлаждении. – Г.: ИММФ НАНБ, 1999. – 236 с., ил.
3. Зенкевич О., Морган К. Конечные элементы и аппроксимация. М.: Мир, 1986.
4. Шабров Н. Н. Метод конечных элементов в расчетах деталей тепловых двигателей. – Л.: Машиностроение, 1983. 212 с.
5. Морозов Е. М., Никишков Г. П. Метод конечных элементов в механике разрушения. – М.: Наука, 1980.
6. Жарков В. А. Visual C++ на практике. М.: Издательство "Лаборатория Базовых Знаний", 2002.-424 с.: ил.
7. Кундас С. П., Тонконогов Б. А., Левашкевич Я. С., Лемзиков А. В., Гишкелюк И. А., Гурченко П. С. Программный комплекс для моделирования процесса закалки стальных деталей // Технология, оборудование, автоматизация, неразрушающий контроль процессов нагрева и упрочнения деталей на машиностроительных предприятиях / Сб. научн. трудов под ред. П. С. Гурченко. – Мн.: УП "Технопринт", 2002. 163 с. Ил. С. 105 - 109.
8. Кундас С. П., Тонконогов Б. А., Гишкелюк И. А., Лемзиков А. В., Иванов Д. Г., Коваленко В. И. Компьютерное моделирование и исследование теплофизических процессов в металлических деталях при закалке // Известия Белорусской инженерной академии, 2003. №1(15)/2. С. 168 - 175.

621.785.5

ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ФОРМИРОВАНИЯ СВОЙСТВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ДЕТАЛЕЙ ПРИ ИНДУКЦИОННОЙ ЗАКАЛКЕ

Кундас С. П.¹⁾, Тонконогов Б. А.²⁾, Гишкелюк И. А.²⁾

¹⁾ *Международный государственный экологический университет им. А.Д.Сахарова, Минск, Республика Беларусь, kundas@iseu.by*

²⁾ *Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь, adminset@bsuir.unibel.by*

В настоящее время в различных отраслях техники широкое применение находит закалка с применением индукционного нагрева, обеспечивающая повышение твердости, износостойкости и предела выносливости обрабатываемого изделия. Поверхностная закалка при индукционном нагреве более экономична и менее трудоемка и по качеству упрочнения не уступает, а в ряде случаев и превосходит процессы печной обработки.

Однако расширение области применения индукционного нагрева сдерживается проблемами выбора оптимальных методов и режимов нагрева, рациональным конструированием индукторов и охлаждающих устройства. При этом нерациональная конструкция этих устройств может в значительной степени снизить преимущества этого метода.

Наиболее эффективным способом исследования формирования свойств обрабатываемых деталей, дающим информацию для построения оптимального процесса индукционной закалки является математическое моделирование. Реализация математической модели в виде программы на ЭВМ дает возможность выявить влияние различных физических факторов на исследуемый процесс.

В общем случае математическая модель индукционной закалки представляет собой систему нелинейных дифференциальных уравнений описывающие физические процессы, которая может быть решена с применением метода конечных элементов.

Разработанная математическая модель формирования свойств металлических деталей при индукционной закалке включает следующие этапы:

1. С учетом начального температурного поля рассчитывается распределение электромагнитного поля в загрузке.
2. Математическое описание внутренних источников теплоты, обусловленных поглощением электромагнитной энергии.
3. Нахождение температурного поля.
4. Определение фазового состава и твердости.
5. Расчет напряжений и деформаций, вызванных неоднородностью температурного поля и неравномерностью протекания фазовых превращений.

Кроме этого, необходимо учитывать связь электромагнитного и температурного поля, обусловленную зависимостью электрических свойств от температуры, а также фазовые превращения, проходящие в обрабатываемом материале.

Таким образом, разработанная модель процесса индукционной закалки позволяет получать информацию о свойствах обрабатываемых изделий (фазовый состав, твердость и кинетики напряженно-деформируемое состояния), что позволяет оптимизировать процесс на стадии его проектирования.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ МЕТОДОМ МАЛОУГЛОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Бетехтин В. И., Кадомцев А. Г., Амосова О. В., Нарыкова М. Н.,
Копылов В. И.*

ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН, г. С.-Петербург, Россия

Vladimir.Betekhtin@mail.ioffe.ru

** ФТИ, г. Минск, Беларусь*

Микrokристаллические металлы и сплавы, полученные методом РКУ-прессования, являются перспективными конструкционными материалами, обладающими комплексом повышенных физико-механических свойств. В настоящее время проводятся широкие исследования этих материалов, однако многие вопросы, связанные с изучением их структурных особенностей, в частности, структуры неравновесных границ зерен, остаются неясными. В связи с этим, использование новых физических методов для таких исследований является весьма актуальной задачей.

В данной работе в качестве основного метода исследования микrokристаллических структур был использован метод малоуглового рентгеновского рассеяния (МРР). Этот метод позволяет, в принципе, определять параметры дефектов структуры двух типов.

Во-первых, это величины средних разориентаций блоков, фрагментов, микрозерен. В случае малых разориентаций возникают так называемые двойные Брэгговские отражения (ДБО), лежащие в области углов порядка десятка минут, и по известным формулам возможно определение средних величин этих разориентаций [1].

Во-вторых, это параметры неоднородностей электронной плотности, которыми могут быть фазы, включения, микронесплошности, а также любые области с повышенной или пониженной плотностью. Для чистых поликристаллических металлов (особенно нано- и микrokристаллических) следует, очевидно, учитывать рассеяние от микронесплошности и от границ зерен, которые имеют пониженную (по отношению к объему зерна) плотность.

В случае поликристаллических металлов с достаточно крупным зерном рассеяние от границ зерен очень слабое из-за малой объемной доли границ в материале и небольшой разности плотностей самой границы и объема зерна. В этом случае МРР обусловлено наличием неоднородностей электронной плотности в виде микронесплошностей. Ситуация меняется при переходе к микро- и нанокристаллическим металлам. За счет малости размера зерна объемная доля границ становится заметной. Помимо этого, неравновесное состояние самих границ также способствует росту рассеяния. Как следует из [2], неравновесное состояние зерен характеризуется повышенным свободным объемом, а также увеличенной толщиной. Оба этих фактора должны способствовать увеличению малоуглового рассеяния от границ.

Если в случае микронесплошностей обработка данных МРР достаточно хорошо отработана [3,4], то в случае рассеяния от сетки границ зерен с пониженной плотностью возможна лишь полуколичественная оценка.

В данной работе в качестве исходной модели для такой оценки использовалось представление о фасете зерна (поверхности сопряжения двух зерен), как о сплюснутом эллипсоиде. При этом появляется возможность оценить характерный размер фасеты зерна и изменение некоторых свойств самой границы. Конкретно можно говорить об

изменении плотности границы и ее толщины как в процессе деформирования (увеличения числа проходов при РКУ-прессовании), так и при отжиге.

Таким образом, в микрокристаллических материалах, в принципе, может быть малоугловое рассеяние трех типов: от микронесплошностей, от сетки границ зерен и за счет ДБО. Сама по себе проблема идентификации источника рассеяния в малоугловых исследованиях является основной, и, как правило, достаточно сложной. В данной работе эта проблема будет решаться с привлечением дополнительных данных, в том числе, и других авторов, а также с помощью анализа зависимостей изменения наблюдаемого рассеяния как функции степени деформации при РКУ-прессовании и температуры отжига.

В работе исследовались образцы Al и Al–Mg–Li сплава, приготовленные методом РКУ-прессования (до 12 проходов). Для малоугловых исследований использовалась рентгеновская камера с коллимацией по-Кратки (MoK_α излучение). В качестве дополнительных методов исследования использовалось измерение микротвердости и микроскопия.

Экспериментальные результаты

Проведенные исследования показали, что в подвергнутых РКУ-прессованию образцах Al и его сплава возникает малоугловое рассеяние в двух угловых диапазонах: 1-3 и 10-35 угловых минут. В соответствии с приведенными выше соображениями, проанализируем изменение этого рассеяния в зависимости от величины деформации при РКУ-прессовании и от температуры отжига. В первую очередь, рассмотрим данные для «малоуглового» диапазона углов рассеяния (1-3 угловых минуты).

Установлено, что с ростом деформации (до 12 проходов) происходит увеличение характерного размера рассеивающих неоднородностей (ДБО в этой области углов не существенно [5]). Причем основное увеличение размера происходит при первых 2-4 проходах РКУ-прессования, после чего размер стабилизируется. Аналогично ведут себя как образцы Al, так и сплав. Отличие заключается лишь в том, что для образцов Al размер неоднородностей оказывается примерно в 2 раза больше.

Исходя из теории малоуглового рассеяния [3,4], можно оценить реальные размеры рассеивающих неоднородностей, предполагая их определенную форму и электронную плотность (которая связана с их массовой плотностью).

Проведенная оценка показала, что в этом случае размер микропор при максимальной деформации составляет примерно 110-120 нм (Al) и 60-70 нм (сплав), концентрация – 10^{11} - 10^{12} см⁻³ и объемная доля 0,1-0,5%. При этом характерное расстояние между такими микропорами оказалось близким к размеру зерна в исследуемых материалах – 400 нм (Al), 200-250 нм (сплав). В процессе деформации происходит некоторое (на 15-20%) укрупнение микропор.

Рассмотрим второй вариант происхождения возникающего малоуглового рассеяния – на границах микрозерен, которые в данной работе аппроксимировались сильно сплюснутыми эллипсоидами. В этом случае большая ось такого эллипсоида оказывается 120-130 нм (сплав) и 240-250 нм (Al). Как ясно из простейшей геометрической модели такой размер весьма близок к характерному размеру фасеты микрозерна (характерный размер фасеты равен примерно половине размера зерна). Отметим, что при такой интерпретации данных МРР, в процессе увеличения деформации происходит увеличение «толщины» границ примерно на 20%. Анализ изменения интенсивности рассеяния также свидетельствует о том, что, кроме этого, происходит уменьшение плотности самой границы.

Перейдем к рассмотрению данных о влиянии отжига на малоугловое рассеяние в диапазоне 1–3 угловых минут. Было обнаружено, что интенсивность рассеяния во всем

температурном интервале (80 - 300°C) падает; одновременно изменяются его угловые характеристики. Ход изменения характерного размера рассеивающих неоднородностей немонотонен. Для Al наблюдается заметный спад к 100°C, затем вблизи 200°C и некоторое увеличение при 300°C. Для сплава наблюдается качественно близкий ход изменения характерного размера от температуры отжига, но типичные температуры спадов оказались на 50-60°C выше.

В рамках двух предложенных интерпретаций природы рассеяния можно рассмотреть два варианта:

А) Рассеяние от микронесплошностей.

В процессе отжига происходит уменьшение размера, и, следовательно, объема пор. При малых температурах ($\approx 100^\circ\text{C}$) процесс происходит, по-видимому, с низкой энергией активизации, что может быть связано с влиянием внутренних напряжений на процесс залечивания. При повышенных температурах ($\approx 250^\circ\text{C}$) возможен процесс коалесценции пор (их слияние и укрупнение).

В) Рассеяние от границ.

При такой интерпретации изменение рассеяния при отжиге связано, очевидно, с уменьшением «толщины» границы и её плотности. Относительно быстрое уменьшение «толщин» границ при невысоких температурах отжига также можно связать с наличием внутренних напряжений. Определенную сложность вызывает объяснение продолжающегося уменьшения размера в диапазоне 100-250°C. Что касается области $T > 250^\circ\text{C}$, то вполне можно предположить, что наблюдаемое увеличение размера уже не связано с изменением в структуре границы (толщина, плотность), а обусловлено протеканием рекристаллизационных процессов (ростом зерна). Ниже мы вернемся к обсуждению этих вопросов

Кратко рассмотрим данные об изменении при отжиге МРР в области 10-35 угловых минут.

Полученные данные свидетельствуют о том, что в процессе отжига происходит сдвиг кривых рассеяния в область меньших углов, а также увеличение крутизны самых кривых. Такое поведение рассеяния однозначно можно связать с рассеянием на слабо-разориентированных структурах [1]. Отсюда следует, что в деформированном образце Al формируется субструктура с относительно небольшими разворотами, которые составляют величину 30-35 угловых минут. В процессе отжига происходит уменьшение этих разориентаций до 15-20' (300°C) (отметим, что возможности метода не позволяют изучать структуру с большими разориентировками).

В работе было проведено также предварительное исследование процесса микро-разрушения образцов алюминия. Исследовались образцы в виде двойной лопатки, которые подвергались растяжению либо в режиме деформации с постоянной скоростью, либо в условиях ползучести при комнатной температуре. Разрывная прочность σ_r и деформация ε_r оказались 160 МПа и 6-7%, соответственно. Образцы разрушались косым сколом ($\approx 45^\circ$) со слабо выраженной шейкой.

В работе было проведено измерение микротвердости исходных и растянутых образцов, поверхности которых предварительно тщательно полировались. Среднее значение микротвердости исходных образцов $H_{\text{исх.}} \approx 560 \text{ МПа}$, а растянутых $H_{\text{деф.}} \approx 500 \text{ МПа}$, т.е. микротвердость растянутых образцов уменьшилась. Уменьшение микротвердости оказалось примерно пропорционально ε . Полученный результат дает основание предполагать, что в процессе растяжения в материале образуются микротрещины, снижающие микротвердость материала. Для проверки этого предположения были проведены исследования микроразрушения микроскопическими и рентгеновскими методами.

В первую очередь, анализировалось различие в характере МРР от исходных и деформированных образцов в области сверхмалых углов. Оказалось, что в растянутых

образцах микрокристаллического Al возникает дополнительное рассеяние на очень малых углах ($\approx 1'$ для MoK α излучения). Обработка разностной кривой показала, что это рассеяние соответствует рассеянию от неоднородностей с размерами 3000Å. Отметим, что в данном эксперименте определялась величина, пропорциональная длине неоднородностей в направлении, перпендикулярном оси растяжения. Предварительный анализ других данных MPP позволяет предполагать, что рассеивающие неоднородности имеют вытянутую форму и, по-видимому, определенную ориентацию. Более детальные исследования MPP смогут уточнить размеры, форму, ориентацию и концентрацию этих неоднородностей.

Проведенные микроскопические исследования в целом подтвердили данные MPP.

Как уже отмечалось, исходные образцы подвергались высококачественной полировке, что позволяло выявлять на поверхности растянутого образца тонкие трещины, ориентированные перпендикулярно к оси нагружения и, частично, под 45° к ней. Характерные длины трещин – от долей до нескольких микрометров. В области шейки число трещин выше, наблюдаются и более крупные – слившиеся трещины. Полученный результат хорошо согласуется с результатами измерения микротвердости, а также MPP измерений. Последнее подтверждает вывод о том, что в растянутом микрокристаллическом Al образуются микротрещины, которые и обуславливают уменьшение микротвердости.

Обсуждение

Полученные данные по MPP позволяют проанализировать две интерпретации рассеяния на сверхмалых углах: рассеяния на микропорах и на сетке границ микрозерен. На сегодняшний день затруднительно сделать окончательный вывод о его природе, если не привлекать дополнительные данные.

Анализ литературных данных показывает, что, исходя из самой природы РКУ-прессования, а также из электронномикроскопических исследований проведенных рядом авторов, трудно ожидать столь значительной микропористости образцов (0,1–1%). В связи с этим, «зернограничная» интерпретация кажется предпочтительной. Эта интерпретация открывает возможность получения дополнительной информации о неравновесных границах зерен и их поведении при отжиге. В первую очередь, это относится к низкотемпературному отжигу (Al, $\leq 100^\circ\text{C}$). Тем не менее, ситуация, которая возникает при $T > 100^\circ\text{C}$, позволяет предположить, что некоторый вклад в рассеяние могут вносить и микропоры. Их природа не обязательно должна иметь «деформационный» характер, т.е. быть результатом образования и развития микротрещин вследствие локализации сдвиговой или ротационной деформации. Вполне возможен и вариант образования микронесплошностей из-за коагуляции неравновесных вакансий, в том числе, и при отжиге. В пользу этого говорит также и то, что попытка свести все рассеяния на «зернограничное» приводит к явно завышенной толщине неравновесных границ (2,5–3 нм) даже при предполагаемом их разуплотнении $\sim 5\%$. Помимо этого, как уже отмечалось, «поровая» модель лучше объясняет изменение рассеяния при $T > 100^\circ\text{C}$.

Полученные данные и их анализ свидетельствуют о том, что изучение рентгеновского рассеяния в области сверхмалых углов позволяет получить новую информацию о свободном объеме, образующемся при РКУ-деформации в микрокристаллических металлах и сплавах. Вопрос о природе этого свободного объема (микропоры или области границ зерен с пониженной плотностью) требует дальнейших исследований. Метод MPP в области сверхмалых углов полезен также при изучении закономерностей кинетики разрушения микрокристаллических металлических материалов при различных режимах их нагружения.

Что касается рассеяния на относительно больших углах, которое мы приписываем рассеянию на слаботориентированных субструктурах (ДБО), такая интерпретация кажется вполне обоснованной. Действительно такие субструктуры наблюдались в [6]. Отметим также, что для микрокристаллической меди [7] помимо границ зерен с высокой разориентации, было обнаружено 15-20% малоугловых границ, чего вполне достаточно для возникновения наблюдаемого рассеяния.

Авторы благодарят РФФИ за финансовую поддержку (проект N04-02-17627).

Список литературы

1. В.И.Бетехтин, А.И.Слущер. Изучение разориентации блоков методом рассеяния рентгеновских лучей под малыми углами. ФТТ. 4, 2, 136 (1962)
2. В.Н.Чувильдеев. Неравновесные границы зерен в металлах теория и приложения. М. Физматлит, 2004.
3. Д.И.Свергун, Л.А.Фейгин. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. М. (1986). 198.с.
4. A.Guinier, G. Fournet. Small Angle Scattering of X-rays, J.Wiley.N.Y. (1955), 258 p.
5. В.И.Бетехтин, А.Г.Кадошцев. Эволюция микроскопических трещин и пор в нагруженных твердых телах. ФТТ. (2005). В печати.
6. М.М.Мышляев, В.В.Шпейзман, М.М.Камалов. Стадийность деформации микрокристаллического алюминий-литиевого сплава в условиях сверхпластичности. ФТТ, 2001, том. 43, вып.11.
7. В.И.Копылов, И.М.Макаров, Е.В.Нестерова, В.В.Рыбин. Кристаллографический анализ субмикрокристаллической структуры, полученной РКУ-прессованием высокочистой меди. Вопросы материаловедения. 1 (29), 2002.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ С ПОМОЩЬЮ АДДИТИВНОГО ПОТЕНЦИАЛА ГИББСА

Мовчан А. А.¹⁾, Ньюнт Со²⁾, Казарина С. А.¹⁾

¹⁾ *Институт прикладной механики РАН, Москва, Россия,*
movchan47@mail.ru

²⁾ *Московский авиационный институт, Москва, Россия*

Для анализа термомеханического поведения сплавов с памятью формы (СПФ) обычно используют термодинамические потенциалы, состоящие из аддитивной и неаддитивной частей [1-3] и др. Первая получается как сумма потенциалов составляющих фаз с весами, равными их объемным долям. Вторая (так называемая «энергия взаимодействия фаз», «энергия смешивания», и т.п.) может быть условно разделена на слагаемое, связанное непосредственно с фазовым переходом и зависящее от параметра фазового состава $\psi_1(q)$ и слагаемое, обусловленное развитием макроскопических фазовых деформаций $\psi_2(\epsilon_{ij}^{ph})$. В известных работах, как правило, основное внимание уделяется первому слагаемому, а второе игнорируется.

В данной работе предпринята попытка обосновать противоположную точку зрения, сводящуюся к тому, что для СПФ с широким гистерезисом можно, в первом при-

ближении, пренебречь величиной $\psi_1(q)$, но необходимо рассматривать $\psi_2(\varepsilon_{ij}^{ph})$. Сформулированы определяющие соотношения для СПФ на базе потенциала Гиббса, неаддитивная часть которого считается функцией девиатора макроскопических фазовых деформаций, обращающейся в нуль при их отсутствии.

Проанализированы требования, предъявляемые различными авторами к неаддитивной части термодинамических потенциалов СПФ. В [1] считается, что неаддитивная часть свободной энергии должна быть равна нулю как в однофазном аустенитном, так и в однофазном мартенситном состояниях, не зависимо от того, идет речь об ориентированном или хаотическом мартенсите. При этом требование неотрицательности неаддитивной части потенциала явно не выдвигается. Более того, приводится пример фазового перехода (ромбоэдрическое превращение в никелиде титана), когда неаддитивная часть отрицательна. В [2] неаддитивные части потенциала Гиббса различны для прямого и обратного превращений, считаются равными нулю в однофазном аустенитном состоянии и отличны от нуля в однофазном мартенситном, даже в случае, если это хаотический мартенсит. Утверждается, что неаддитивная часть потенциала Гиббса не может принимать отрицательные значения.

Предполагается, что при термоупругих фазовых превращениях, происходящих в отсутствии напряжений и не сопровождающихся фазовым формоизменением, неаддитивная часть термодинамического потенциала может рассматриваться как функция параметра фазового состава q , различная, вообще говоря, для процессов прямого ($\psi_1^+(q)$) и обратного ($\psi_1^-(q)$) превращения. Функции $\psi_1^\pm(q)$ считаются дифференцируемыми на $[0,1]$. Скорость диссипации D в оговоренных выше условиях считается пропорциональной скорости изменения параметра фазового состава

$$D = A_1 \dot{q}, \quad D = -A_2 \dot{q} \quad (1)$$

для прямого и обратного превращения соответственно, с коэффициентами, модули которых, вообще говоря, различны. Величины A_i неотрицательны, и предполагаются либо постоянными, либо функциями температуры T и параметра фазового состава $A_i = A_i(q, T)$, свойства которых будут оговорены ниже. Установлены следующие положения.

Пусть

1. $\psi_1^+(0) = \psi_1^-(0) = 0$, т.е. в однофазном аустенитном состоянии неаддитивные части потенциала равны нулю.

2. Величины A_1 и A_2 равны между собой, по крайней мере, в начальной точке прямого и конечной точке обратного превращений:

$$A_1(0, M_s) = A_2(0, A_f).$$

3. Неаддитивные части потенциала Гиббса неотрицательны

$$\psi_1^+(q) \geq 0, \quad \psi_1^-(q) \geq 0$$

Тогда температура термодинамического равновесия должна удовлетворять неравенству

$$T^* \geq \frac{M_s^0 + A_f^0}{2}. \quad (2)$$

Здесь и ниже $M_s^0, M_f^0, A_s^0, A_f^0$ - температуры начала и окончания прямого и обратного мартенситного превращений в свободном от напряжений материале. Если в оговоренных выше условиях для температуры термодинамического равновесия прини-

мается выражение [2] $T^* = (M_s^0 + A_f^0)/2$, то должно выполняться $\psi_1^{+'}(0) = \psi_1^{-'}(0) = 0$ (здесь штрих обозначает дифференцирование по q).

Пусть

1. Неаддитивная часть потенциала Гиббса равна нулю в однофазном мартенситном состоянии (хаотический мартенсит)

$$\psi_1^+(1) = \psi_1^-(1) = 0.$$

2. Величины A_1 и A_2 равны между собой, по крайней мере, в конечной точке прямого и начальной точке обратного превращений

$$A_1(1, M_f) = A_2(1, A_s).$$

3. Неаддитивная часть потенциала Гиббса неотрицательна.

Тогда температура термодинамического равновесия должна удовлетворять неравенству

$$T^* \leq \frac{A_s^0 + M_f^0}{2}. \quad (3)$$

Пусть

1. Неаддитивная часть потенциала, соответствующая прямому превращению, равна нулю как в однофазном аустенитном, так и в однофазном мартенситном (хаотический мартенсит) состоянии:

$$\psi_1^+(0) = \psi_1^+(1) = 0.$$

2. Величина A_1 либо постоянна, либо является возрастающей функцией температуры и убывающей функцией параметра фазового состава.

Тогда функция $\psi_1^+(q)$ не может принимать положительные значения.

Следуя установленным положениям, требование неотрицательности неаддитивных частей потенциала вместе с условием равенства нулю этих частей в одном из однофазных состояний приводит к весьма серьезным ограничениям на температуры термодинамического равновесия (2), (3), которые часто не выполняются (особенно это относится к (3)). Условие равенства нулю неаддитивной части потенциала в двух однофазных состояниях вместе с предположением о постоянстве скорости диссипации прямо приводит к противоречию с требованием положительности неаддитивной части потенциала.

Предлагается считать, что так называемая «химическая свободная энергия» СПФ, т.е. аддитивная часть потенциала СПФ, свободного от макроскопических напряжений, уже содержит в себе «энергию взаимодействия» различных вариантов хаотического мартенсита. Поэтому неаддитивная часть потенциала должна быть равна нулю не только в однофазном аустенитном, но и в однофазном мартенситном состоянии, если это - хаотический мартенсит. В этих условиях предположение о постоянстве скорости диссипации в процессе фазового превращения ненагруженного материала приводит к выводу о неположительности неаддитивной части потенциала.

Разрешить это противоречие можно, приняв, что при термоупругих мартенситных превращениях, происходящих в отсутствии напряжений и фазовых деформаций, потенциал Гиббса является полностью аддитивным:

$$\beta(q) = 0, q \in [0,1]. \quad (4)$$

Установлено, что в рамках гипотезы (4) условие выполнения диссипативного неравенства при прямом и обратном превращениях, происходящих в отсутствии напряжений и фазовых деформаций, имеет вид

$$M_s^0 \leq T^* \leq A_s^0. \quad (5)$$

Очевидно, что условие (5) может выполняться только для материалов с широким гистерезисом (т.е. тех СПФ, у которых ширина температурного гистерезиса превосходит величину интервала температур осуществления фазового перехода).

Показано, что для того, чтобы модель поведения СПФ описывала явление ориентированного превращения, необходимо предположить наличие неаддитивной части потенциала Гиббса, зависящей от тензора фазовых деформаций

$$\Psi_2 = \Psi_2(\varepsilon_{ij}^{ph})$$

и отличной от нуля лишь в случае фазовых переходов, происходящих под действием напряжений, и сопровождающихся фазовым формоизменением. При этом качественно правильное описание явления ориентированного превращения получается лишь в том случае, когда неаддитивная часть потенциала Гиббса отрицательна.

Этот вывод не кажется столь необычным, если учесть, что аддитивная часть потенциала уже содержит упругую энергию, связанную с несовместностью деформаций хаотического мартенсита. Можно предположить, что степень несовместности микродеформаций в хаотическом мартенсите весьма высока, существенно выше, чем в ориентированном мартенсите. Поэтому упругая энергия, связанная с этой несовместностью, в ориентированном мартенсите, т.е. при наличии фазовых деформаций, будет ниже, чем в хаотическом мартенсите. Но вклад последней в неаддитивную часть потенциала считается равным нулю (она вся входит в аддитивную часть). Поэтому неаддитивную часть потенциала ориентированного мартенсита можно считать отрицательной. Тот же вывод относится и к общему случаю наличия в материале аустенита, хаотического и ориентированного мартенситов. В случае, если можно не учитывать энергию межфазных границ, из предположения о том, что высшей степенью несовместности обладает хаотический мартенсит, следует, что упругая энергия несовместности деформаций рассматриваемого материала ниже, чем у хаотического мартенсита и, следовательно, неаддитивная часть потенциала отрицательна. Энергия же межфазных границ, следуя [3], мала, и вряд ли может коренным образом изменить эту ситуацию.

Установлено, что необходимым условием выполнения диссипативного неравенства

$$D_1 = S_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}^{ph} + (\Delta U_0 - T \Delta S_0 + Z(\sigma)) \dot{q} \geq 0, \quad S_{ij} = \sigma_{ij}' - \frac{\partial \Psi}{\partial \varepsilon_{ij}^{ph}} \quad (6)$$

в случае, если для скоростей фазовых деформаций при прямом превращении принимается предложенное в [4-6] уравнение

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{ph} = (c_0 \sigma_{ij}' + a_0 \varepsilon_{ij}^{ph}) \dot{q} \quad (7)$$

является определение неаддитивной части потенциала Гиббса в виде

$$\Psi(\varepsilon_{ij}^{ph}) = - \frac{a_0 \varepsilon_{ij}^{ph} \varepsilon_{ij}^{ph}}{2c_0}. \quad (8)$$

Здесь σ_{ij}' – компоненты девиатора напряжений. Для скорости фазовой деформации при обратном превращении используется выражение

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{ph} = \frac{\varepsilon_{ij}^{ph0}}{q_0} \dot{q} \quad (9)$$

Здесь ε_{ij}^{ph0} , q_0 – значения компонент девиатора фазовой деформации и параметра фазового состава в точке начала процесса обратного превращения.

Установлено, что выполнение диссипативного неравенства при прямом и обратном превращениях можно обеспечить, если определить температуры начала прямого M_s^σ и обратного A_s^σ превращений под действием напряжений по формулам

$$M_s^\sigma = M_s^0 + kS_i + \frac{\Delta K \sigma_{kk}^2}{6K_1 K_2 \Delta S_0} + \frac{\sigma_{kk} \varepsilon_0}{3 \Delta S_0}, \quad S_i = \sqrt{\frac{3}{2}} S_{ij} S_{ij} \quad (10)$$

$$A_s^\sigma = A_s^0 + \frac{S_{ij} \varepsilon_{ij}^{ph0} / q_0 + Z(\sigma)}{\Delta S_0} \quad (11)$$

$$Z(\sigma) = \frac{\sigma_{kk}^2 \Delta K}{6K_1 K_2} + \frac{\sigma_i^2 \Delta G}{6G_1 G_2} + \frac{\sigma_{kk} \varepsilon_0}{3}$$

$$\Delta K = K_2 - K_1, \Delta G = G_2 - G_1, \Delta S_0 = S_{02} - S_{01}, \Delta U_0 = U_{02} - U_{01}$$

Здесь G , K – сдвиговой и утроенный объемный модули, S , U – объемные плотности энтропии и внутренней энергии, индекс нуль свидетельствует о том, что соответствующая величина определена при температуре отсчетного состояния, индекс 1 соответствует мартенситному, а 2 – аустенитному состояниям, ε_0 – объемный эффект реакции прямого превращения.

При использовании зависимости (10) диссипативное неравенство для прямого превращения сводится к условию

$$\frac{2}{3} c_0 S_i^2 - \Delta S_0 k S_i + (\Delta U_0 - M_s^0 \Delta S_0) + \frac{\sigma_i^2 \Delta G}{6G_1 G_2} \geq 0, \quad (12)$$

а для обратного превращения имеет вид

$$(\Delta U_0 - \Delta S_0 A_s^0) \leq 0. \quad (13)$$

Можно показать, что достаточным условием справедливости неравенства (12) является ограничение сверху на энтропию перехода

$$\Delta S_0 < \Delta S_0^{\max} = \frac{4 \Delta U_0}{2 M_s^0 + \sqrt{4 (M_s^0)^2 + 6 \Delta U_0 k^2 / c_0}}, \quad (14)$$

максимальное значение которой $\Delta S_0^{\max}$ растет с увеличением латентного тепла ΔU_0 и параметра c_0 и падает с ростом k и M_s^0 .

В таблице приведены значения материальных параметров для трех СПФ, взятые из [1], или рассчитанные на основе экспериментальных данных, приведенных в [1]. Поскольку экспериментальных данных по ориентированному превращению в [1] приведено не было, то значение параметра a_0 принималось равным величине 0.718, определенной по результатам других экспериментов для никелида титана в [5,6].

Таблица 1

Сплав	M_s^0 К	A_s^0 К	ΔU_0 Дж/кг	ΔS_0 Дж/(кгК)	k К/МПа	$c_0 \times 10^3$ МПа ⁻¹	$\Delta S_0^{\max}$ Дж/(кгК)
TiNiCu	324	341	38245	113.71	0.11	0.22	118
Ti48.7Ni	338	360	35931	102.5	0.1	0.16	106
Ti51.5Ni	160	215	10179	52.85	0.19	0.19	64

Как видно из таблицы, по крайней мере, для рассматриваемых сплавов ограничение (14) не нарушается.

Следуя (13) и (14), достаточному условию выполнения диссипативного неравенства в рамках рассматриваемой модели можно придать форму:

$$M_s^0 + \Delta T \leq T^* \leq A_s^0, \quad (15)$$

$$\Delta T = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\left(M_s^0\right)^2 + \frac{3\Delta U_0 k^2}{2c_0}} - M_s^0 \right). \quad (16)$$

Таким образом, в рамках предлагаемой модели, для обеспечения справедливости диссипативного неравенства при прямом превращении под действием напряжений, температура начала прямого превращения в отсутствии напряжений должна быть ниже температуры термодинамического равновесия на величину ΔT , определяемую по формуле (16). Необходимое «переохлаждение» ΔT растет с увеличением энтальпии перехода ΔU_0 и параметра k , но падает с ростом M_s^0 и c_0 . В то же время, следуя (15), обратное превращение не требует «перегрева» и может начинаться, как только увеличивающаяся температура превысит температуру термодинамического равновесия.

В качестве определяющих соотношений для параметра фазового состава предлагаются дифференциальные уравнения вида

$$\varphi'(q)\dot{q} = \frac{1}{M_s^0 - M_f^0} \left(\frac{3}{2} \frac{k S_{ij} \dot{\sigma}_{ij}'}{S_i} - \dot{T} \right), \quad (17)$$

$$\varphi'(q)\dot{q} = \frac{\dot{\sigma}_{ij}' \varepsilon_{ij}^{ph0} / q_0 - \Delta S_0 \dot{T}}{\Delta S_0 (A_f^0 - A_s^0)} \quad (18)$$

для прямого и обратного превращения соответственно. Здесь $\varphi(q)$ – монотонно возрастающая непрерывная на $[0,1]$ функция, удовлетворяющая условиям $\varphi(0) = 0$, $\varphi(1) = 1$.

Для формулировки начальных условий к дифференциальным уравнениям (17), (18), необходимо рассмотреть набор параметров состояния, соответствующий начальной точке рассматриваемого процесса:

$$T_0, \sigma_{ij}^0, q_0, \varepsilon_{ij}^{ph0}. \quad (19)$$

Если вычисленная для этого набора с помощью (10) величина M_s^σ удовлетворяет неравенству

$$T_0 \leq M_s^\sigma, \quad (20)$$

то уравнение (17) необходимо решать при начальном условии

$$q(T_0) = q_0. \quad (21)$$

Получающееся таким образом решение будет описывать процесс прямого превращения лишь в том случае, если в каждой его точке в силу (17) будет получаться $\dot{q} > 0$. В противоположном случае, либо если для начального состояния выполняется неравенство, противоположное (20), прямое превращение происходить не может.

Аналогично, если величина A_s^σ , вычисленная для начальных значений параметров состояния с помощью (11), удовлетворяет неравенству

$$T_0 \geq A_s^\sigma, \quad (22)$$

то дифференциальное уравнение обратного превращения (18) следует решать при том же начальном условии (21). При этом в каждой точке процесса, в силу (18), должно получаться $\dot{q} < 0$. В противоположном случае, либо если для начального состояния выполняется неравенство, противоположное (22), обратное превращение происходить не может.

Показано, что в случае, если прямое (обратное) превращение происходит из начального полностью аустенитного (полностью мартенситного) состояния под действием постоянных напряжений, то интегрирование соотношения (17), ((18)) дает привычные уравнения диаграммы прямого (обратного) превращения

$$q = \varphi^{-1} \left(\frac{M_s^\sigma - T}{M_s^0 - M_f^0} \right), \quad q = \varphi^{-1} \left(\frac{A_f^\sigma - T}{A_f^0 - A_s^0} \right).$$

Аналогичные зависимости для параметра фазового состава получаются в случае процессов прямого превращения, в которых происходит одновременное изменение температуры и пропорциональное изменение компонент тензора напряжений.

Необходимо отметить, что квадратичные по компонентам напряжений слагаемые в правых частях формул (10), (11), а также последнее слагаемое правой части (10) для не слишком высоких значений напряжений, при которых еще проявляются эффекты памяти формы, весьма малы по сравнению с линейными слагаемыми. В первом приближении указанными малыми слагаемыми можно пренебречь. Получающиеся в результате соотношения

$$M_s^\sigma = M_s^0 + kS_i, \quad A_s^\sigma = A_s^0 + \frac{S_{ij}\varepsilon_{ij}^{ph0}}{\Delta S_0 q_0} \quad (23)$$

обладают целым рядом преимуществ перед часто используемыми в феноменологических моделях поведения СПФ зависимостями [7]

$$M_s^\sigma = M_s^0 + k\sigma_i, \quad A_s^\sigma = A_s^0 + k\sigma_i. \quad (24)$$

Прежде всего, соотношения (23) вместе с определяющими уравнениями для скорости фазовой деформации (7), (9) удовлетворяют принципу градиентальности (скорость фазовой деформации ортогональна к поверхности начала фазового превращения). В результате удастся доказать теорему о существовании и единственности обращения определяющих соотношений (т.е. об их однозначной разрешимости относительно скоростей изменения напряжений, что весьма важно для построения численных методов решения краевых задач механики для СПФ). Кроме того, в рамках данной системы скорость фазовой деформации является непрерывной функцией скорости изменения пара-

метра фазового состава для всех возможных наборов значений параметров состояния (в рамках соотношения (24), (7) или (9) скорость фазовой деформации может терпеть разрыв при $\sigma_i = 0$, что приводит к некоторым парадоксальным результатам, например – в решении задач устойчивости тонкостенных элементов из СПФ [8-11]). Следуя второй формуле (24), температура начала обратного превращения с ростом напряжений, приложенных при обратном превращении, всегда возрастает, не зависимо от направления фазовой деформации ε_{ij}^{ph0} , при которой начинается обратное превращение. Экспериментальные данные [12] свидетельствуют, однако, о том, что величина A_s^σ возрастает с ростом напряжений лишь в том случае, когда тензоры σ_{ij} и ε_{ij}^{ph0} соосны и убывает, если они направлены противоположно. Второе соотношение (23), в отличие от (24), этот эффект описывает. Наконец, для всего комплекса предлагаемых определяющих соотношений, включая дифференциальные определяющие соотношения для параметра фазового состава (17), (18), рассматриваемого совместно с уравнениями равновесия, совместности и соответствующими краевыми условиями, удалось доказать теорему о единственности решения связанных геометрически линейных краевых задач механики для СПФ (ранее, в рамках системы определяющих соотношений, использующей конечные, а не дифференциальные уравнения для параметра фазового состава, теорему единственности удалось доказать лишь для решения несвязных задач [13]).

В рамках предложенной модели получено связанное уравнение теплопроводности в форме

$$k_q \Delta T = C\dot{T} - S_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}^{ph} - (\Delta U_0 + Z(\sigma))\dot{q} + T\alpha\dot{\sigma}_{kk}. \quad (25)$$

Здесь k_q , C , α – коэффициент теплопроводности, теплоемкость и коэффициент температурного расширения. Подстановка в (25) определяющих соотношений для скорости фазовых деформаций (7), (9) и скорости изменения параметра фазового состава (17), (18) приводит к разрешающему соотношению

$$k_q \Delta T = (C + \Delta C)\dot{T} - \chi + T\alpha\dot{\sigma}_{kk}, \quad (26)$$

где для прямого превращения

$$\Delta C = \frac{2c_0 S_i^2 / 3 + \Delta U_0 + Z(\sigma)}{\varphi'(q)(M_s^0 - M_f^0)}, \quad \chi = \Delta C \left(\frac{3}{2} \frac{k S_{ij} \dot{\sigma}_{ij}'}{S_i} + \frac{\Delta K \sigma_{kk} \dot{\sigma}_{kk}}{3 K_1 K_2 \Delta S_0} \right), \quad (27)$$

а для обратного превращения

$$\Delta C = \frac{S_{ij} \varepsilon_{ij}^{ph0} / q_0 + \Delta U_0 + Z(\sigma)}{(A_s^0 - A_f^0) \varphi'(q)}, \quad \chi = \Delta C \frac{\dot{\sigma}_{ij}' \varepsilon_{ij}^{ph0}}{\Delta S_0 q_0}. \quad (28)$$

В случае, если фазовые превращения происходят под действием постоянных напряжений, разрешающее уравнение (26) имеет форму обычного уравнения теплопроводности

$$k_q \Delta T = (C + \Delta C)\dot{T} \quad (29)$$

с измененным значением теплоемкости, приращение которой вычисляется по формулам (27) и (28) для прямого и обратного превращения соответственно.

Оба эти соотношения отличаются от известных аналогов наличием слагаемых, явным образом учитывающих не только выделение и поглощение латентного тепла (слагаемое ΔU_0), но и диссипацию, связанную с фазовым формоизменением (слагаемые, содержащие тензор S_{ij}). Получены численные решения дважды связанных одномерных задач о прямом и обратном превращении для цилиндрического стержня из СПФ, боковые поверхности которого теплоизолированы, а теплообмен происходит только по торцам. Следуя этим решениям для достаточно высоких напряжений диссипация может достигать до 30% от величины латентного тепла, и, поэтому, должна обязательно учитываться при анализе. Если при прямом превращении диссипативные слагаемые всегда ведут к выделению тепла системой, то при обратном возможна противоположная ситуация, когда диссипативные слагаемые приводят к поглощению тепла.

Работа выполнена при финансовом содействии РФФИ, грант № 02-01-01075.

Список литературы

1. Garby B., Lexcelent C., No V.H., Miyasaki S. Thermodynamic modeling of the recovery strains of sputted-deposited shape memory alloys Ti-Ni and Ti-Ni-Cu thin films // Thin Solid Films. 2000. 372. P. 118-133.
2. Bo Z., Lagoudas D.C. Thermomechanical modeling of polycrystalline SMAs under cyclic loading. Part 1: theoretical derivation // International Journal of Engineering Science. 1999. V. 37. P. 1089 – 1140.
3. Huang M., Brinson L.C. A multivariant model for single crystal shape memory alloy behavior // Journal of Mechanics and Physics of Solids. 1998. V. 46. No. 8. P. 1379-1409.
4. Мовчан А.А. Микромеханические определяющие уравнения для сплавов с памятью формы // Проблемы машиностроения и надежности машин.- 1994. № 6. С. 47-53.
5. Мовчан А.А. Микромеханический подход к описанию деформации мартенситных превращений в сплавах с памятью формы // Изв. РАН. Механика твердого тела. 1995. № 1. С. 197-205.
6. Мовчан А.А. Выбор аппроксимации фазовой диаграммы и модели исчезновения кристаллов мартенсита для сплавов с памятью формы // ПМТФ. 1995. Т. 36. № 2. С. 173-181.
7. Liang C., Rogers C.A. One dimensional thermomechanical constitutive relations for shape memory materials // J. Intelligent Material System and Structures. 1990. V. 1. No. 2. P. 207 – 234.
8. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Анализ устойчивости при прямом термоупругом превращении под действием сжимающих напряжений // Изв. РАН. МТТ. 2004. № 2. С. 132-144.
9. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Устойчивость стержня, претерпевающего прямое или обратное мартенситное превращение под действием сжимающих напряжений // ПМТФ. 2003. Т. 44. №3. С. 169–178.
10. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Об устойчивости пластины из сплава с памятью формы при прямом термоупругом фазовом превращении // ПММ. 2004. Т. 68. Вып. 1. С. 60-72.
11. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Аналитическое решение связанных задач об устойчивости пластины из сплава с памятью формы при обратном мартенситном превращении // Изв. РАН. МТТ. 2004. № 5.
12. Nishimura F., Watanabe N., Watanabe T., Tanaka K. Transformation conditions in an Fe-based shape memory alloy under tensile – torsional loads: Martensite start surface and austenite start/finish planes // Mater. Sci. Eng. Ser. A. 1999. V. 264. N 1-2. P. 232-244.
13. Мовчан А.А. Учет переменности упругих модулей и влияния напряжений на фазовый состав в сплавах с памятью формы // Известия РАН. Механика твердого тела. 1998. №1. С. 79-90.

УДК 539.4

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СТЕРЖНЯ ИЗ СПЛАВА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ ПРИ ОБРАТНОМ МАРТЕНСИТНОМ ФАЗОВОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

Сильченко Л. Г.

*Институт прикладной механики РАН, г. Москва, Россия,
sileger@mail.ru*

Анализу устойчивости элементов конструкций из сплавов с памятью формы (СПФ) посвящен ограниченный круг работ. В экспериментальных исследованиях [1] установлено, что термоупругие мартенситные фазовые превращения могут вызвать потерю устойчивости не только при прямых, но и при обратных переходах, в процессе которых упругие модули возрастают. Следовательно, первопричиной потери устойчивости при мартенситных превращениях являются сами фазовые переходы, а не изменение упругих констант материала, которое в случае прямого превращения является всего лишь усугубляющим, а в случае обратного — мешающим, но отнюдь не исключаящим наступление неустойчивости, фактором. Известно [2–4], что критические нагрузки (длины) потери устойчивости стержня при прямом мартенситном превращении могут быть многократно ниже критических нагрузок (длин) изотермической потери устойчивости в наименее жестком мартенситном фазовом состоянии. В работе [2] также отмечено, что для критических длин потери устойчивости стержня при обратном превращении из мартенситного состояния, могут быть установлены двусторонние неравенства, ограничивающие снизу и сверху указанные критические длины соответствующими величинами, полученными для прямого мартенситного превращения.

В данной работе получено аналитическое решение задачи устойчивости стержня из СПФ, претерпевающего обратное мартенситное превращение под действием сжимающих нагрузок. Используются как традиционные выражения для характерных температур обратного превращения, так и новые соотношения, следующие из термодинамического анализа. Рассматриваются различные гипотезы, которые могут быть положены в основу решения этой задачи. Установлено, что независимо от вида используемых определяющих соотношений, наименьшие критические длины соответствуют решению в рамках гипотез “продолжающегося фазового перехода” и “продолжающегося нагружения” [2–4]. Наиболее разумные результаты получаются при решении задачи в рамках термодинамических определяемых соотношений. Найдена зависимость предельных нагрузок потери устойчивости при обратном превращении от знака и величины предварительной фазовой деформации, накопленной в предшествующем процессе прямого превращения. Установлено, что критические нагрузки резко убывают с ростом величины этой деформации и почти не зависят от ее знака.

1. Постановка задачи

Рассматривается плоский однородный консольный стержень постоянного сечения, изготовленный из СПФ. Стержень отнесен к начальной материальной декартовой системе координат Ox_1, Ox_2 , ось Ox_1 которой направлена вдоль продольной оси стержня, проходящей через центры тяжести его поперечных сечений в начальном аустенитном состоянии. Начало отсчета расположено на заделанном конце стержня. Находя-

щийся в аустенитном состоянии стержень длины l_0 нагружается на свободном конце сосредоточенной сжимающей (растягивающей) “мёртвой” силой $P^{[1]}$ (положительной считается сжимающая нагрузка). Стержень нагружается при столь высокой температуре, чтобы не вызвать прямой мартенситный переход в изотермических условиях за счёт мартенситной неупругости. Далее он переводится в полностью мартенситное состояние за счёт охлаждения через интервал прямого мартенситного превращения при воздействии неизменной нагрузки $P^{[1]}$. При этом в процессе прямого перехода исключается (если потребуется, то искусственно) выпучивание стержня. Далее вместо силы $P^{[1]}$ стержень нагружается другой концевой нагрузкой $P^{[2]}$, отличающейся от первоначальной лишь величиной и, возможно, направлением. При этом указанную замену нагрузки необходимо производить при столь низкой температуре, чтобы исключить начало обратного перехода в стержне в изотермических условиях. После этого стержень нагревается при неизменной нагрузке $P^{[2]}$. Разыскиваются такие критические значения силы $P^{[2]}$, при которых в процессе обратного превращения наряду с исходной, прямолинейной формой могут существовать также изогнутые формы равновесия. Заметим, что величины, обладающие верхним индексом 1 в квадратных скобках, относятся к предшествующему прямому переходу, а 2 — к обратному. Впрочем, если это не вызывает неоднозначности, то указанный индекс может быть опущен. Возможна альтернативная постановка, когда $P^{[1]}$, $P^{[2]}$ — заданы, а разыскивается критическая длина стержня на этапе обратного термоупругого фазового превращения.

В работе изучается стержень, подчиняющийся кинематической гипотезе плоских сечений, записанной в отношении суммарных деформаций

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \kappa x_2. \quad (1)$$

Здесь символами ε_0 , κ обозначены удлинение осевой линии стержня и увеличенная в $(1 + \varepsilon_0)$ раз (что обусловлено учетом продольной сжимаемости стержня) кривизна его оси соответственно, для которых справедливы формулы

$$\varepsilon_0(x_1) = v' / \varphi - 1, \quad \kappa(x_1) = \varphi', \quad (2)$$

где v, φ — прогиб и угол поворота, а штрихом обозначена производная по x_1 .

2. Определяющие соотношения

Известно большое число вариантов определяющих соотношений, используемых для описания уникальных свойств СПФ. В особенности это касается обратного термоупругого превращения. В работе рассмотрено два варианта определяющих соотношений, отличающихся друг от друга зависимостями для определения температур начала и конца обратного фазового превращения.

В качестве первого, используемого для сравнения, рассмотрен наиболее часто используемый вариант, в котором учёт влияния действующих напряжений на указанные температуры производится подобно тому, как это обычно делается при рассмотрении прямого превращения [2]. Второй, основной для данной работы вариант лучше соответствует экспериментальным данным и имеет обоснование на основе термодинамических моделей поведения СПФ. В обоих случаях для моделирования поведения СПФ при обратном мартенситном переходе предлагается следующий вариант системы определяющих уравнений [2], упрощённый для одномерного случая

$$\varepsilon = \varepsilon^{(1)} + \varepsilon^{(2)}, \quad (3)$$

$$\sigma = E(q)\varepsilon^{(1)}, \quad d\varepsilon^{(2)} = \left(\lambda_0 \frac{2}{3} \frac{\sigma(q)|_{\dot{q}>0}}{\sigma_{(1)}} + (1-\lambda_0) \frac{a_0 \varepsilon^{(2)*}}{\exp(a_0 q^*) - 1} + a_0 \varepsilon^{(2)} \right) dq, \quad (4)$$

$$q = q(T, A_1^\sigma, A_2^\sigma), \quad A_1^\sigma < T < A_2^\sigma, \quad dq < 0. \quad (5)$$

Здесь $\varepsilon^{(1)}, \varepsilon^{(2)}$ — упругая и фазовая составляющие деформации, σ — действующее напряжение, T — текущая температура, A_1^σ, A_2^σ — температуры начала и конца обратного мартенситного перехода, $a_0, \sigma_{(1)}, \lambda_0$ — физико-механические параметры сплава, $E(q)$ — модуль упругости, зависящий, вообще говоря, от параметра фазового состава, q — внутренняя переменная состояния, трактуемая как объёмная доля мартенситной фазы. Последняя величина является функцией температуры T , а также, в общем случае, инвариантов неких тензоров, характеризующих текущее напряженно-деформированное состояние. Символами $\varepsilon^{(2)*}, q^*$ обозначены для этапа обратного мартенситного превращения величины осевой фазовой деформации и параметра фазового состава в начале этого этапа (или, что то же самое, соответствующие величины, достигнутые в конце предшествующего этапа прямого перехода). Что касается напряжений $\sigma(q)|_{\dot{q}>0}$, то они равны соответствующим значениям напряжений, имевшим место на предшествующем этапе прямого мартенситного превращения, при таком же, как текущее, значении объёмной доли мартенситной фазы q , то есть в рассматриваемом случае — постоянной величине $\sigma^{[1]} = -P^{[1]}/F$, где F — площадь поперечного сечения стержня. При записи (4) ввиду малости не учитывается объёмный эффект термоупругого превращения. Ввиду малости не учитывается также и чисто температурные деформации (3). Можно показать, что для рассматриваемого в работе варианта нагрузки на предшествующем этапе прямого превращения величину λ_0 в (4), позволяющую описывать явление ориентированного превращения, можно, без какого-либо ущерба, опустить. В качестве зависимости для модуля применяется соотношение

$$1/E(q) = q/E_1 + (1-q)/E_2,$$

являющееся следствием гипотез об аддитивности потенциала Гиббса и осреднения по Рейссу [5]. В качестве зависимости (5) для диаграммы обратного фазового перехода будет использована предложенная в [6] зависимость

$$q = q(T, A_1^\sigma, A_2^\sigma) = \left(1 + \cos\left(\pi(T - A_1^\sigma)/(A_2^\sigma - A_1^\sigma) \right) \right) / 2. \quad (6)$$

Для определения значений температур начала и конца обратного фазового перехода в работе применяются два различных варианта формул. В качестве первого варианта используются традиционные формулы, аналогичные применяемым при изучении прямого превращения [2–4]

$$A_1^\sigma = A_1 + k\sigma_i^{[2]}, \quad A_2^\sigma = A_2 + k\sigma_i^{[2]}. \quad (7)$$

Здесь A_1, A_2 — температуры начала и конца обратного превращения в отсутствии напряжений, k — константа материала, а $\sigma_i^{[2]}$ — интенсивность напряжений на этапе обратного перехода, для которой в случае одноосного напряжённого состояния справедливо выражение $\sigma_i^{[2]} = |\sigma^{[2]}|$. В качестве второго варианта рассмотрены формулы [4]

$$A_1^\sigma = A_1 + k\sigma_{ij}^{[2]}\varepsilon_{ij}^{(2)*}/q^*, \quad A_2^\sigma = A_2 + k\sigma_{ij}^{[2]}\varepsilon_{ij}^{(2)*}/q^*, \quad (8)$$

согласующиеся с экспериментальными данными [7, 8] и имеющие некоторое термодинамическое обоснование. Здесь σ'_{ij} — девиатор напряжений, $\varepsilon_{ij}^{(2)*}$ — фазовые деформации достигнутые в конце предшествующего мартенситного превращения соответствующие величине q^* (в нашем случае $q^* = 1$), $k = 1/(\rho\Delta S_0)$, где ΔS_0 — разница удельных энтропий аустенитного и мартенситного состояний СПФ при некой температуре термодинамического равновесия T_* , когда СПФ может существовать как в чисто мартенситном, так и в чисто аустенитном состояниях (для материалов с широкой петлёй гистерезиса это всегда возможно), причём в отсутствии фазовых деформации, а ρ — плотность сплава, которая считается неизменной в процессе мартенситных превращений.

Заметим, что в случае первого варианта зависимостей для температур A_1^σ, A_2^σ (7) повышение уровня напряжений в изотермических условиях, отражаемых увеличением $\sigma_i^{[2]}$, может приводить к псевдоупругому поведению СПФ. Наоборот, уменьшение $\sigma_i^{[2]}$ ведет к дополнительному фазовому переходу. Это следует из анализа формул (6), (7). В случае же второго варианта зависимостей (8), описываемая картина становится существенно более богатой. Продолжение (прекращение) перехода зависит не только от уменьшения (увеличения) величины действующих напряжений, но и от знака свёртки $\sigma_{ij}^{[2]}\varepsilon_{ij}^{(2)*}$, для которой в рассматриваемом одномерном случае справедливо выражение $\sigma^{[2]}\varepsilon^{(2)*}$. Следовательно, в рамках второго подхода, псевдоупругое поведение СПФ, связано с увеличением величины действующих напряжений лишь в случае положительности $\sigma^{[2]}\varepsilon^{(2)*}$. Если же эта величина отрицательна, то, наоборот, псевдоупругое поведение СПФ будет иметь место при уменьшении величины действующих напряжений.

3. Анализ докритического состояния

Поскольку на этапе обратного перехода действует неизменная нагрузка $P^{[2]}$, то возникающие в стержне напряжения остаются постоянными в течение всего докритического этапа обратного мартенситного превращения

$$\sigma^{[2]} = -P^{[2]} / F.$$

Осевые фазовые деформации при этом находятся путём интегрирования второго уравнения (4). При этом должно быть учтено начальное условие $\varepsilon^{(2)}(q^*) = \varepsilon^{(2)*}$. В итоге фазовая деформация в точности равна фазовой деформации на этапе предшествующего этапа прямого превращения (при том же самом q) [2]

$$\varepsilon^{(2)} = 2\sigma^{[1]} (\exp(a_0 q) - 1) / (3a_0 \sigma_{(1)}).$$

4. Устойчивость стержня при полном наборе варьируемых параметров

Все формулы далее записываются, исходя из использования второго варианта соотношений для температур начала и окончания обратного фазового перехода (8). Аналогичные выражения для первого варианта (7) приведены в [2]. Предполагается, что при выпучивании допускаются как вариации нагрузки, так и температуры.

Варьирование соотношения (1), с учётом (3) относительно критического состояния приводит к выражению

$$\delta\varepsilon_0 - \delta\kappa x_2 = \frac{\delta\sigma^{[2]}}{E(q)} + g\delta q, \quad g = g(\sigma^{[1]}, \sigma^{[2]}, q) = \left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} \right) \sigma^{[2]} + \frac{2}{3} \frac{\sigma^{[1]}}{\sigma_{(1)}} \exp(a_0 q). \quad (9)$$

Для вариации объёмной доли мартенситной фазы справедливо выражение

$$\delta q = -\psi(q) \left(\delta t - \eta(q^*) k^* \sigma^{[1]} \delta \sigma^{[2]} \right) U_+ \left(\delta t - \eta(q^*) k^* \sigma^{[1]} \delta \sigma^{[2]} \right), \quad (10)$$

что следует из (6), (8). Здесь $U_+(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда и, кроме того,

$$\psi(q) = \pi \sqrt{q(1-q)}, \quad \eta(q) = 2 \left(\exp(a_0 q) - 1 \right) / (3a_0 \sigma_{(1)} q), \quad k^* = k / (A_2 - A_1)$$

Выражая из (9), (10) вариацию напряжения, получаем

$$\delta \sigma^{[2]} = \frac{E(\delta\varepsilon_0 - \delta\kappa x_2) + E\psi g \delta t U_+ \left(\delta t - \eta(q^*) k^* \sigma^{[1]} \delta \sigma^{[2]} \right)}{1 + \xi U_+ \left(\delta t - \eta(q^*) k^* \sigma^{[1]} \delta \sigma^{[2]} \right)}. \quad (11)$$

Здесь введено ещё одно обозначение

$$\xi = \xi(\sigma^{[1]}, \sigma^{[2]}, q) = E(q) \psi(q) g(\sigma^{[1]}, \sigma^{[2]}, q) \eta(q^*) k^* \sigma^{[1]}.$$

Граница зоны дополнительного фазового превращения находится из условия

$$\delta t - \eta(q^*) k^* \sigma^{[1]} \delta \sigma^{[2]} = 0,$$

следующего из анализа соотношения (10) для δq . При помощи (11) оно может быть переписано через вариации деформаций нейтральной оси и величину $\delta\kappa$

$$\delta\varepsilon_0 - \delta t / (E \sigma^{[1]} \eta(q^*) k^*) = x_2^0 \delta\kappa, \quad (12)$$

причем в условие явным образом вошла искомая координата границы зоны дополнительного фазового перехода x_2^0 (вообще говоря, δt может зависеть от x_2^0).

Используя (11), можно образовать вариации внутренних усилий и моментов

$$\delta M = \int_F \delta \sigma^{[2]} x_2 dF, \quad \delta N = \int_F \delta \sigma^{[2]} dF$$

или после интегрирования (F_+ — часть сечения, где идет дополнительный переход)

$$\delta M = ES^* \delta\varepsilon_0 - EJ^* \delta\kappa + \frac{E\psi g}{1+\xi} \int_{F_+} \delta t \cdot x_2 dF, \quad \delta N = EF^* \delta\varepsilon_0 - ES^* \delta\kappa + \frac{E\psi g}{1+\xi} \int_{F_+} \delta t dF, \quad (13)$$

причем для стержня прямоугольного сечения $b \times h$ справедливы соотношения

$$F^* = F(1 - 2\omega(1 - y)), \quad S^* = -(bh^2/2)\omega(1 - y^2), \quad J^* = J(1 - 2\omega(1 - y^3)). \quad (14)$$

Здесь J — его центральный момент инерции и используется безразмерная координата границы дополнительного фазового перехода

$$y = 2x_2^0 / h. \quad (15)$$

Введено также новое обозначение

$$\omega = \omega(\sigma^{[1]}, \sigma^{[2]}, q) = \xi(\sigma^{[1]}, \sigma^{[2]}, q) / (4(1 + \xi)). \quad (16)$$

Кроме того, ради определённости полагалось, что часть стержня $x_2 \in [x_2^0, h/2]$ испытывает дополнительное превращение.

Из равновесия отсечённой (нагруженной сосредоточенной силой) части рассматриваемого стержня следуют статическое соотношение для вариации момента

$$\delta M(x_1) = -P^{[2]}(\delta f - \delta v(x_1)). \quad (17)$$

Здесь δv — вариация прогиба, $\delta f = \delta v(l_0)$. Если иметь в виду, что в процессе выпучивания стержня, допускаются вариации некой погонной продольной нагрузки δX (напомним, что $X = 0$), то в дополнении к (17) необходимо рассматривать уравнение равновесия на продольную ось и соответствующее краевое условие на нагруженном конце

$$\delta N' = -\delta X, \quad \delta N(l_0) = -\delta P^{[2]}. \quad (18)$$

Влиянием вариации δX на изгиб пренебрегаем, поскольку предполагаются малыми как вариации прогиба, так и сама величина δX .

Уравнений (13), (17), (18) с учётом (12) и нужных краевых условий вполне достаточно, чтобы решить поставленную задачу об устойчивости стержня из СПФ. Однако в общем случае получение решения может оказаться затруднительным. Действительно, например, заранее не ясно, какая часть стержня находится в условиях дополнительного фазового перехода. Координата x_2^0 может быть неодинаковой вдоль стержня и зависеть от распределения вариации температуры. Однако практически наиболее интересные результаты, включая приводящие к наименьшим значениям критических нагрузок, могут быть получены достаточно просто. Далее будут рассмотрены различные подходы к анализу рассматриваемой задачи устойчивости стержня.

5. Решение при неизменной толщине зоны дополнительного фазового превращения и наличии вариаций нагрузки

Частные виды решений на основе упрощённых подходов основанных на концепциях “фиксированного фазового состава”, “продолжающегося нагружения”, “упругой разгрузки” [2–4] остаются справедливыми. Однако специфика подсчёта температур начала и конца превращения по формулам (8) указывает на необходимость замены термина “упругая разгрузка” применительно к обратному превращению. Если для подхода, основанного на формулах (7), где псевдоупругое поведение СПФ сопровождается увеличением $\sigma_i^{[2]}$, что, вроде бы, позволяет использовать название “упругая догрузка”, то в случае второго варианта зависимостей (8), описываемая картина становится, как упоминалось выше, существенно сложнее, поскольку псевдоупругое поведение СПФ возможно в этом случае как при разгрузке, так и при догрузке. Всё это позволяет для описываемых явлений, характерных для обратного перехода предложить единое название — концепция “неполного фазового превращения” в противовес концепции “упругой разгрузки” для прямого перехода. В соответствии с концепцией “неполного фазового превращения” одна часть стержня испытывает дополнительное превращение, а другая псевдоупруго деформируется, причем не важно, благодаря догрузке или разгрузке.

Указанные ранее частные виды решений на основе упомянутых выше гипотез могут быть получены как частный случай решения представленного ниже для неизменной толщины зоны дополнительного фазового превращения и наличия вариаций нагрузки.

Полагаем $\delta t = 0$. Это приводит к упрощению зависимости (12)

$$\delta \varepsilon_0 = x_2^0 \delta \kappa. \quad (19)$$

На вариации осевой нагрузки (поперечной — нет) при выпучивании стержня не накладываем никаких ограничений. Наоборот, они могут быть найдены в результате решения задачи, как обеспечивающие неизменность координаты x_2^0 по длине стержня.

Полагая вариацию нормальной силы пропорциональной вариации деформации нейтральной оси стержня $\delta N = \lambda \delta \varepsilon_0$ с неким коэффициентом λ , не зависящим от координаты x_1 , рассматривая далее указанное выражение совместно со второй формулой (13), (19), для стержня прямоугольного сечения имеем формулу

$$\lambda = EF(y + \omega(1-y)^2)/y, \quad (20)$$

связывающую λ с координатой x_2^0 (или y (15)). Далее именно координата y считается задаваемой величиной. Из второй формулы (13) с учётом (14), (19) следует выражение

$$\delta N = EF(h/2)(y + \omega(1-y)^2)\delta\kappa. \quad (21)$$

Аналогично, формула для вариации момента (13) может быть записана в виде

$$\delta M = -E\tilde{J}\delta\kappa, \quad (22)$$

где введено обозначение

$$\tilde{J} = J(1 - \omega(2+y)(1-y)^2). \quad (23)$$

Из второй формулы (18), (21), (22) для рассматриваемого консольного стержня следует $\delta P^{[2]} = 0$. Это следует из равенства нулю вариации момента на нагруженном конце стержня. Подставляя (22) в уравнение равновесия (17), учитывая предварительно проварьированные уравнения (2), получаем однородное дифференциальное уравнение

$$\delta\varphi'' + \theta^2\delta\varphi = 0, \quad (24)$$

в котором введено обозначение

$$\theta^2 = \theta^2(P^{[1]}, P^{[2]}, y, q) = \frac{P^{[2]}}{E(q)J} \frac{1 - (P^{[2]}/(EE(q)) + q\eta(q)P^{[1]}/F)}{1 - \omega(\sigma^{[1]}, \sigma^{[2]}, q)(2+y)(1-y)^2}. \quad (25)$$

Решая (24) обычным образом, можно разыскать распределение $\delta\varphi$

$$\delta\varphi = C \sin(\alpha_0 x_1), \quad \alpha_0 = \pi/(2l_0), \quad (26)$$

а также критическую силу $P^{[2]}$. Однако, для неё получается трансцендентное выражение, поэтому ниже приводится формула для искомой критической длины стержня, нагруженного на этапе предшествующего прямого перехода неизменной силой $P^{[1]}$, а на этапе обратного — $P^{[2]}$

$$L = (\pi/2)/\theta(P^{[1]}, P^{[2]}, y, q). \quad (27)$$

Ясно, что при $y=1$ формулы (25), (27) переходят в соответствующие выражения, отвечающие гипотезе “фиксированного фазового состава”, когда ни одна точка стержня не испытывает дополнительный переход, при $y=-1$ — гипотезе “продолжающегося нагружения”, когда весь стержень испытывает дополнительное превращение.

Из первой формулы (18), (21) может быть найдена искомая вариация продольной погонной нагрузки

$$\delta X = -\delta N' = EF(h/2)(\alpha_0^2/l_0^2)(y + \omega(1-y)^2)\delta\varphi, \quad (28)$$

обеспечивающая постоянство x_2^0 . В качестве $\delta\varphi$ в ней фигурирует решение (26). Понятно, что в случае отыскания критической длины в (26), (28) — $l_0 = L$.

Очевидно, что (28) обращается в ноль вместе со скобкой $(y + \omega(1-y)^2)$, являющейся одним из множителей правой части формулы (20) для λ . Таким образом, если считать безразмерную координату y равной корню уравнения $y + \omega(1-y)^2 = 0$, то есть

$$y = -(2/\xi)(1 + \xi/2 - \sqrt{1 + \xi}), \quad (29)$$

то это приводит к ещё одному частному случаю $\lambda = 0$, соответствующему гипотезе “неполного фазового превращения”, без каких либо вариаций нагрузки при выпучивании. В этом случае большая часть сечения испытывает дополнительное превращение — (29).

6. Некоторые результаты

В качестве примера на основе второго варианта определяющих соотношений (см. (8)) рассмотрен стержень со следующими безразмерными параметрами $E_2/E_1 = 3$, $a_0 = 0.718$, $\sigma_{(1)}/E_2 = 0.049$, $k^* \cdot E_2 = 4106.8$, нагруженный различными сочетаниями нагрузок $P^{[1]}$, $P^{[2]}$. На рис. 1 приведены зависимости безразмерной критической длины S стержня (отнесённой к критической длине стержня в мартенситном состоянии без учета сжимаемости оси), полученной в рамках концепции “продолжающегося нагружения” (при $y = -1$). Кривая 1 с этого рисунка соответствует $P^{[1]}/P^{[2]} = 1$ и, следовательно, соответствует прямому превращению, кривые 2, 3, 4 — соответственно $P^{[1]}/P^{[2]} = -1, 0.5, -0.5$. Наконец, кривая 5 отвечает $P^{[1]}/P^{[2]} = 0$, то есть соответствует концепции “фиксированного фазового состава”. При расчётах полагалось $P^{[2]}/(E_2 F) = 0.001$. В отличие от первого варианта определяющих соотношений, основанного на использовании зависимостей (7), при вычислениях не наблюдалось затруднений для $P^{[1]}P^{[2]} < 0$.

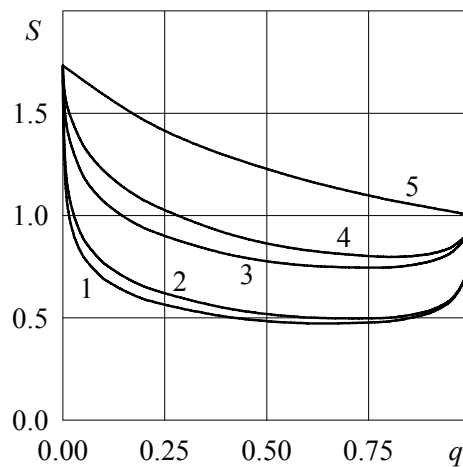


Рис. 1

Работа выполнена при финансовом содействии РФФИ, грант № 02-01-01075.

Список литературы

1. Мовчан А.А., Казарина С.А. Экспериментальное исследование явления потери устойчивости, вызванной термоупругими фазовыми превращениями под действием сжимающих напряжений // Проблемы машиностроения и надёжности машин. 2002. № 6 С. 82–89.
2. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Устойчивость стержня, претерпевающего прямое или обратное мартенситные превращения под действием сжимающих напряжений // Прикладная механика и техническая физика. 2003. Т. 44. №3. С. 169–178.
3. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Об устойчивости пластины из сплава с памятью формы при прямом термоупругом фазовом превращении // ПММ. 2004. Т. 68 № 1. С. 60–72.
4. Мовчан А.А., Сильченко Л.Г. Устойчивость элементов из сплавов с памятью формы, при обратных мартенситных превращениях // Материалы 10-го международного симпозиума “Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред”. Ярополец, 9–13 февраля 2004 г. Том 1. М.: Изд-во МАИ 2004. С. 91–93.
5. Мовчан А.А. Учет переменной упругих модулей и влияния напряжений на фазовый состав в сплавах с памятью формы // Изв. РАН. МТТ. 1998. № 1. С. 79–90.
6. Liang C., Rogers C.A. One dimensional thermomechanical constitutive relations for shape memory materials // J. of Intelligent Material Systems and Structures. 1990. V. 1. N. 2. P. 207–234.
7. Nishida F., Watanabe N., Watanabe T., Tanaka K. Transformation conditions in an Fe-based shape memory alloy under tension – torsion loads: Martensite start surface and austenite start/finish planes // Mater. Sci. Enghg. A. 1999. 264. P. 232–244.
8. Tanaka K., Watanabe T. Transformation conditions in an Fe-based shape memory alloy: an experimental study // Arch. Mech. 1999. V. 51. No. 6. P. 805–832.

МОДЕЛЬ НАКОПЛЕНИЯ ОБРАТИМЫХ И НЕОБРАТИМЫХ ДЕФЕКТОВ ПРИ РОСТЕ МАРТЕНСИТНОГО КРИСТАЛЛА

Бреган А. Д., Волков А. Е., Евард М. Е.

*Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия,
volkov@smel.math.spbu.ru*

Прямое мартенситное превращение сопровождается пластической аккомодацией, в результате которой происходит релаксация внутренних напряжений, появляющихся ввиду несовместности фазовой деформации. При описании накопления дефектов в результате такой микропластической деформации, предполагается, что все деформационные дефекты можно разделить на две категории: дефекты, обратимые и необратимые деформацией. Первые можно соотнести с дислокационными петлями, образующимися и расширяющимися (сужающимися) при развитии деформации, вторые — с неспособными к консервативному движению дислокационными конфигурациями, образующимися при двойном поперечном скольжении дислокаций, огибании ими препятствий и при их неполной аннигиляции. Уменьшение суммарной мощности дефектов первого сорта происходит вследствие пластической деформации другого знака или при их выходе на поверхность кристалла, а дефектов второго сорта — только за счет их переползания при участии термоактивированных (диффузионных) процессов.

На основе этих предположений составлены уравнения, описывающие изменение мощностей дефектов при пластическом сдвиге.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 04-01-00406), программы поддержки научных школ НШ-2288-2003.1 и ЦП Минпромнауки N 40.010.1 1.1195.

УДК 621.865:669.018.2

СПЛАВЫ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЛИНЕЙНОГО ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ИСПОЛНИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ

Вяххи И. Э.

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
Санкт-Петербург, Россия, vahhi@ftim.spbstu.ru*

В настоящем обзоре рассматриваются исполнительные, приводные устройства с использованием сплавов с эффектом памяти формы (СПФ) в форме пружин. В дальнейшем будут рассмотрены другие формы силовых элементов из СПФ (пруток, пластина и т.д.).

В технических применениях (в реальных конструкциях, в изобретениях, патентах и т.д.) используется большое число конструктивных решений, при которых сплав с эффектом памяти формы, при термоциклировании, приводит к различным типам перемещений, как выходных элементов конструкций напрямую, так с использованием передаточных механизмов. Рассмотрим простейшие схемы организации движений в макро, мини и микро размерах. В таблице 1 систематизированы основные, простейшие типы движения и основные типоразмеры СПФ. Невозможно, конечно, дать полное многообразие используемых технических решений, но большинство применений укладывается в эту схему деления.

Таблица 1

Тип движения \ размеры и форма СПФ	Макро и мини	Микро
Поступательное (линейное)	Пружина	Лента
	Проволока	Тонкая проволока
	Стержень	Пленка
	Лента	
	Пластина	
Вращательное (поворотное)	Пружина	Лента
	Проволока	Тонкая проволока
	Стержень	Пленка
	Лента	
	Пластина	
Сложное (комбинированное)	Пружина	Лента
	Проволока	Тонкая проволока
	Стержень	Пленка
	Лента	
	Пластина	

При использовании СПФ в исполнительных устройствах, деформация и генерируемое напряжения самого сплава преобразуется в перемещение и усилие выходного звена механического устройства путем термоциклирования через интервалы темпера-

тур прямого и обратного мартенситных превращений. Для регулирования положением исполнительных устройств возможно использование малых гистерезисных петель в интервалах характеристических температур. Важно, чтобы параметры сплава были бы стабильны для требуемого числа циклов работы. В таких устройствах может использоваться деформация СПФ в виде кручения, изгиба, растяжения и изгиба, а также их комбинация, проявляющаяся при обратном мартенситном превращении, тогда как при охлаждении сплав деформируется за счет контрэлемента (КЭ) и возвращается в начальное, деформированное состояние. Элемент технического устройства, состоящий из СПФ, будем называть силовым элементом (СЭ). В общем случае, в состав силового элемента может входить нагреватель, датчик температур и т.д.

В данной статье рассматривается организация макро и мини линейного перемещения технических устройств за счет пружинных СПФ. Габаритные размеры макро механизмов, как правило, более 50 мм, мини до 50 мм. Силовой элемент в форме пружины, изготовленный из СПФ, обладает важным преимуществом, способностью к большим перемещениям, однако развиваемое усилие не велико. Деформация пружины, а, следовательно, перемещение устройств осуществляется в результате кручения и изгиба проволоки из СПФ.

На рис.1 представлены несколько вариантов исполнительных устройств линейного перемещения, где «Х» - направление перемещения нагрузки «Р» при нагревании пружинного силового элемента. Будем рассматривать однонаправленный эффект памяти, так как его использование для макро и мини перемещений исполнительных устройств на данный момент пока более предпочтительнее.

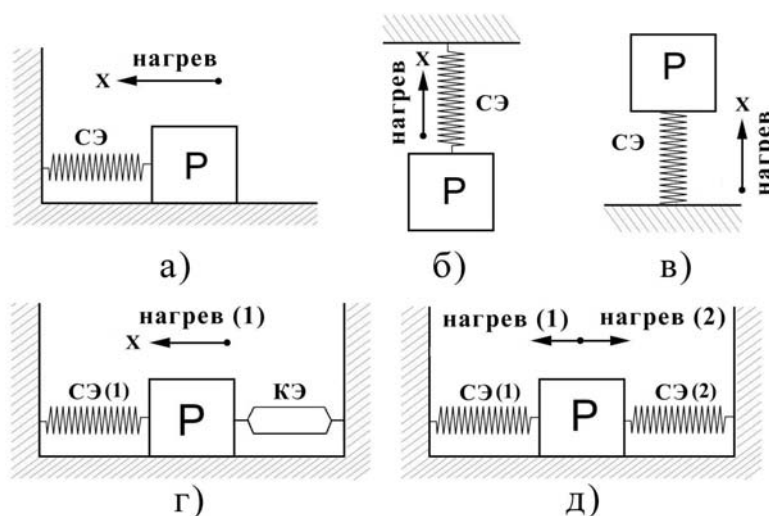


Рис.1. Схемы исполнительных устройств линейного перемещения: а) силовой элемент (СЭ) растяжения; б) использование противовеса; в) силовой элемент сжатия; г) использование контрэлемента (КЭ); д) использование двух силовых элементов.

Предварительно пластически растянутый силовой элемент растяжения (рис.1, а) совершает полезную механическую работу и перемещает нагрузку «Р», при этом, для такого расположения, последующее термоциклирование, как правило, не вызывает дальнейших перемещений нагрузки. Возврат растянутого СЭ (рис.1, б), в отличие от рис.1, а, осуществляется в режиме пластичности превращения за счет веса нагрузки «Р». При термоциклировании силовой элемент совершает колебательное, поступательное движение. Аналогичные варианты можно предусмотреть для силового элемента

сжатия (рис.1, в). Возврат в растянутое состояние силового элемента (рис.1, з) осуществляется за счет упругого контрэлемента (КЭ) при охлаждении. Чаще всего в качестве КЭ используют обычную пружину растяжения или сжатия. При этом полезное перемещение и усилие нагрузки направлено в одном направлении при обратном мартенситном превращении. Использование в качестве возвратного элемента другого пружинного силового элемента СПФ (рис.1, д) позволит получать полезное усилие в двух направлениях, поочередно, в противофазе, нагревая и охлаждая силовые элементы (1) и (2).

Пружины из СПФ как силовые элементы исполнительных устройств, за счет своей простоты, нашли применение во многих реальных и потенциальных (патенты, изобретения) конструкциях [1-3].

Анализ и сравнение исполнительных устройств (приводов) различного принципа действия показали (рис.2) что устройство по схеме рис.1, д., имеет существенное преимущество, по отношению удельной мощности к массе устройства, с традиционными приводами [4].

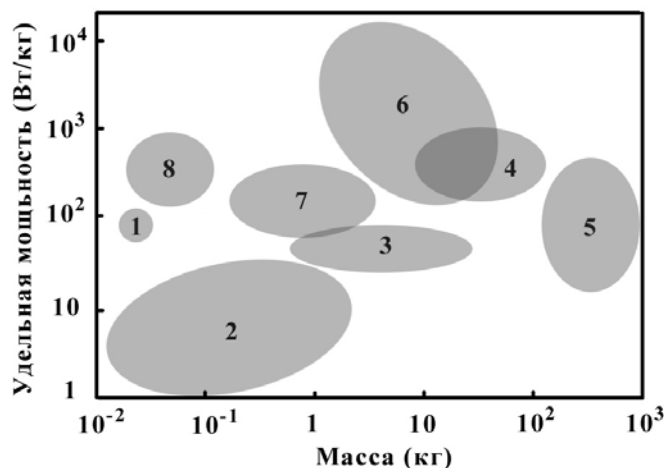


Рис.2. Сравнение характеристик исполнительных устройств различного назначения:

1. Устройство из СПФ (по схеме рис.1, д); 2. Двигатель постоянного тока с редуктором;
3. Двигатель переменного тока с волновой передачей; 4. Бензиновый автомобильный двигатель;
5. Дизельный автомобильный двигатель; 6. Гидравлический привод;
7. Пневматический привод; 8. Человеческая мышца.

Это дает возможность создания компактных, легких исполнительных устройств на основе СПФ, развивающих большие усилия.

Рассмотрим примеры использования Ni–Ti пружин в качестве силовых элементов (рис.3 и 4). Исполнительное устройство на рис.3 содержит Ni–Ti пружину (1) и стальную возвратную пружину (2). Привод предназначен для создания полезного усилия при линейном перемещении выходного звена. Привод может развивать усилие 2Н – 6Н, при перемещении штока 8мм - 12мм, в зависимости от типоразмера привода. Время нагрева 30с - 60с, время охлаждения от 180с - 240с. Нагрев осуществляется за счет электрического тока. Габаритный размер привода 24×22×10мм. Потенциально, привод в таких габаритах может развивать усилия до 30Н, но с уменьшением числа циклов срабатывания и быстродействия.

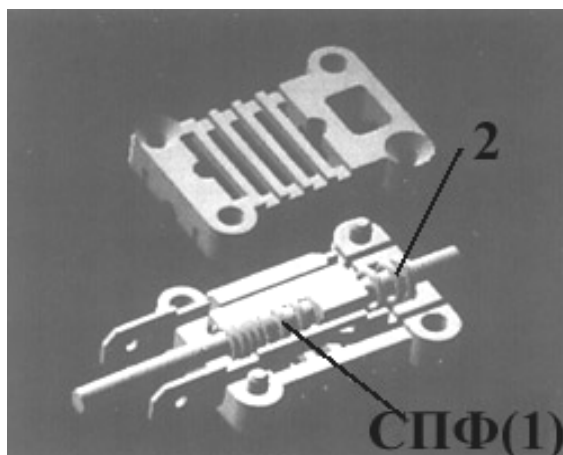


Рис.3. Исполнительный линейный привод с использованием пружины с СПФ (1) и стальной контрпружины (2) (Компания А.М.Т., Бельгия).

Рассмотрим примеры использования пружинных приводов в бытовой технике. Пружина СПФ (1) в чайнике (Emide water kettle) используется как термочувствительный элемент системы отключения электричества от нагревателя воды при достижении температуры кипения воды (рис.4, а). Нагрев пружины осуществляется от пара, возврат за счет упругого элемента системы. На рис.4, б представлен термочувствительный узел тостера (Rowenta Toaster). Если при нагреве температура тостера превысит критическую температуру для пластмассовых деталей $+60^{\circ}\text{C}$, пружина СПФ (1) взводит механизм против расплавления пластмассовой крышки тостера. Возврат осуществляется за счет упругой стальной контрпружины (2).

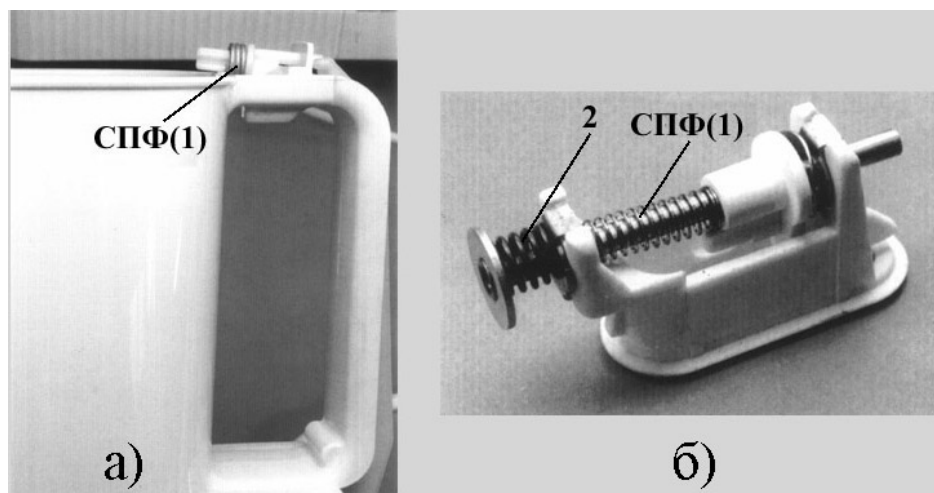


Рис.4. Применение пружин СПФ в бытовой технике: а) чайник; б) тостер. (компания А.М.Т., Бельгия).

Конструкция линейного привода (Electric Piston Overview), серийно выпускаемого Mondo-Tronics Inc, США, показана на рис.5. Привод выполнен по схеме на рис.1, 2, и развивает полезное усилие на штоке (3), равное 4.5Н при сокращении пружины (1) из СПФ на 19 мм. Упругая стальная пружина(2) осуществляет возврат штока в начальное положение с максимальным натягом в 2.5Н.

На рис.5, а и рис.5, в показано первоначальное положение устройства при растянутой (мартенситное состояние) пружине из СПФ, а рис.5, б при сжатой пружине (аустенитное состояние).

Нагрев осуществляется путем прямого прохождения тока 2А-5А через СПФ. Быстродействие привода: 1-2 цикла в минуту. Пружина изготовлена из Ni-Ti с $A_f = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $M_f = 65\text{ }^{\circ}\text{C}$. Масса привода 10г и диаметр корпуса 9 мм. Стоимость одного привода на рис.3 и рис.5 равно 5-10 долларов США и существенно зависит от количества покупаемых приводов.

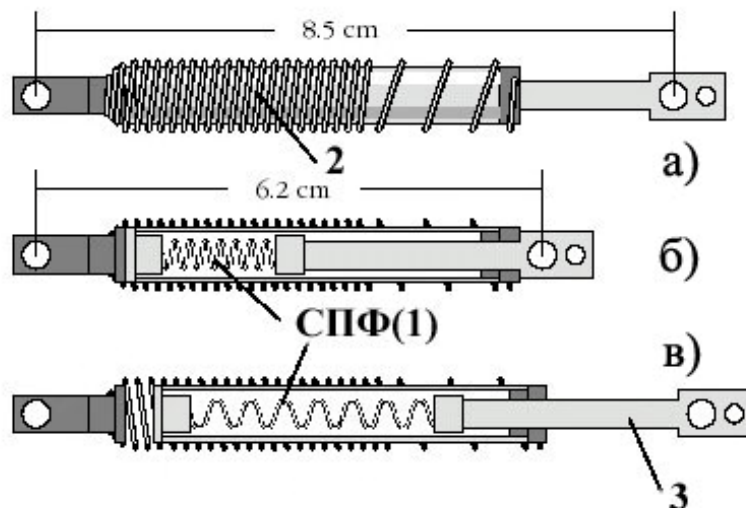


Рис.5. Привод Electric Piston Overview с использованием пружины с СПФ (1) и стальной контрпружины (2).

Параметры пружинных, исполнительных устройств зависят от жесткости контрпружины [2]. Так, использование контрпружины с различной жесткостью, получают различные величины перемещения и усилия (рис.6а). Увеличение жесткости пружины (увеличение наклона линии «А» к «В») приводит к уменьшению полезного перемещения от $d1$ до $d2$ и, одновременно, к повышению максимальной температуры нагрева, а, следовательно, градиента напряжения. При конструировании исполнительных устройств, с учетом других требований, надо стараться выбирать пружину, как можно меньшей жесткости.

Регулирование перемещения и усилия на выходе исполнительного устройства можно осуществлять с помощью регулирования длины контрпружины. Пример такого регулирования приведен на рис.6, б. Устройство состоит из пружины из СПФ(1), контрпружины и регулируемых болтов.

При увеличении длины контрпружины за счет раскручивания болта (1), линия «В» контрпружины (рис.6, а) смещается параллельно вправо (линии «С» и «Д»). В этом случае изменяется перемещение штока от $d2$ до $d3$. Использование регулирующего болта (2) позволяет изменять параметры устройства (смещение линия L на рис.6, а). Таким образом, можно получить закон изменения перемещения и усилие устройства в зависимости от параметров пружины из СПФ, контрпружины, перемещений регулирующих болтов и температуры. На этом принципе работают терморегулируемые клапаны смешивания горячей и холодной воды [2].

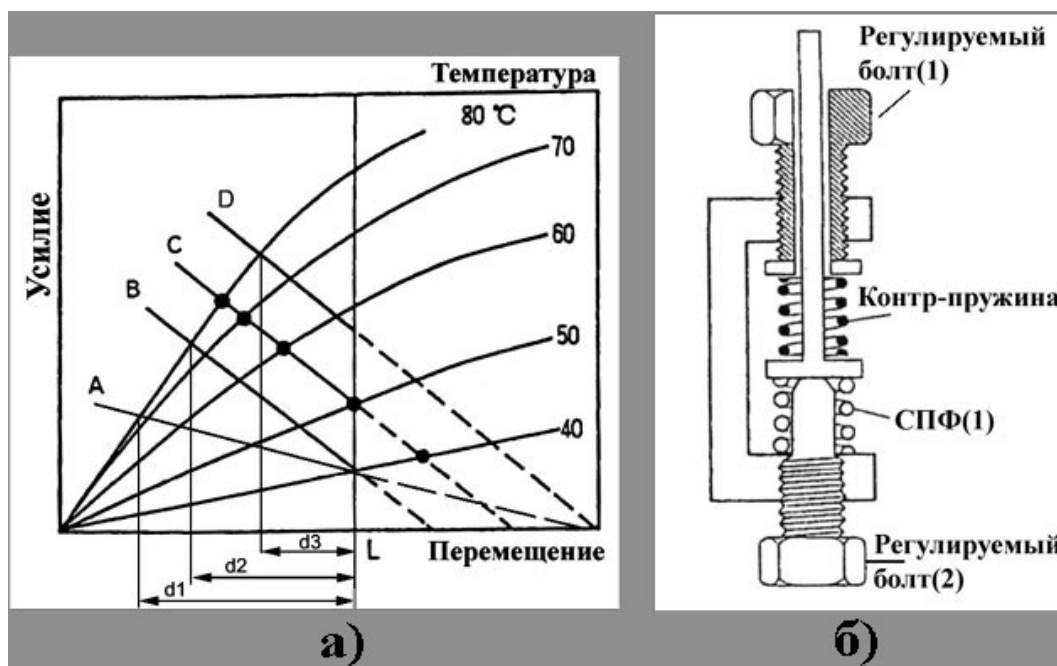


Рис.6. Регулирование перемещения и усилия: а) зависимость параметров устройства от жесткости контрпружины (линии «А» и «В») и изменение длины контрпружины (линии «В», «С», «D»); б) регулируемое устройство.

В списке литературы приводятся статьи, посвященные исследованию пружинных образцов СПФ и устройств на их основе для организации линейного движения. Расчет пружин из СПФ приведен в [1,2, 5, 6, 9, 10, 12, 14,]. Экспериментальные исследования при термоциклировании образцов описаны в [7, 10, 13, 15, 17, 18]. Вопросы регулирования (управления) параметрами исполнительных устройств обсуждаются в [1,2]. Исследования на циклическую долговечность проведены в [2, 17, 18]. Примеры описаны в [1,2, 3, 8, 9, 12, 16].

Заключение

В настоящее время наиболее часто применяемым техническим решением организации линейного перемещения в исполнительных устройствах на основе СПФ является применение пружин из таких сплавов. Основное преимущество в этом случае является достаточно большое перемещение пружины при небольшой до 2% деформации сплава с эффектом памяти формы и генерируемом напряжении до 200 МПа. Небольшая деформация и генерируемое напряжение СПФ позволяют увеличить цикличность пружинных устройств до 10^6 . При этом требуемое усилие выходного звена устройства подбирается за счет диаметра проволоки из СПФ. В электрических устройствах, как правило, на основе сплава NiTi, нагрев происходит прохождением тока через СПФ, что требует соответствующих мер защиты от короткого замыкания.

Список литературы

1. Engineering Aspects of Shape Memory Alloys (T.W.Duering, K.N.Melton ed.), Butterworth-Heinemann, New York, 1990.
2. K.Otsuka, C.M.Wayman. Shape Memory Materials. Cambridge University press, UK, 1999.

3. Материалы с эффектом памяти формы: Справочное издание//Под ред. Лихачева В.А.–Т. 4.-СПб.: Изд-во НИИХ СПбГУ, 1998.
4. Hirose, S., Ikuta, K. and Umetani, Y. Development of a shape memory alloy actuator: performance assessment and introduction of a new composing approach, *Advanced robotics*, 1989, Vol. 3, No. 1, pp. 3-16.
5. Е.Д.Вдовин, А.Е.Волков, М.А.Хусаинов. Моделирование работы привода, состоящего из пружины с эффектом памяти формы и упругой контрпружины//Научные труды XXXVI семинара "Актуальные проблемы прочности". Ч.2. Витебск, 2000. С. 557-564.
6. И.Н.Андронов, Г.П.Дроздовский, М.И.Коновалов. Расчет реактивных усилий и напряжений в витых пружинах из материала с ЭПФ//Труды XI международного семинара "Актуальные проблемы прочности", Великий Новгород, 2002, с. 8-11.
7. Ю.Н.Вьюненко, Г.З.Затумский, Л.Ф.Вьюненко. Работоспособность спиральных образцов из сплава CuZnAl//Научные труды XXXVI семинара "Актуальные проблемы прочности", Витебск, 2000, с. 665-668.
8. Войтенко Ю.В., Лихачев В.А. Принцип проектирования мартенситных двигателей со знакопеременным режимом//Материалы XXVII Межреспубликанского семинара "Актуальные проблемы прочности", Ухта, 1992, с.23-25.
9. Трофименко А.П. Манипулятор//Материалы XXVII Межреспубликанского семинара "Актуальные проблемы прочности", Ухта, 1992, с.119-121.
10. Мовчан А.А., Мозафари А., Казарина С.А. Экспериментальное и теоретическое исследование механического поведения пружин различного вида из никелида титана//Научные труды II международного семинара "Современные проблемы прочности" им. В.А. Лихачева, Старая Русса, 1998., Том 2, с. 31-34.
11. Беляков В.Н. Исследование термоциклической работоспособности TiNi сплавов в условиях неполного мартенситного превращения//Научные труды II международного семинара "Современные проблемы прочности" им. В.А. Лихачева, Старая Русса, 1998.,Том 2, с. 210-214.
12. Беляков В.Н., Хусаинов М.А. Инженерный расчет геометрических параметров взаимосвязанных пружин для работы в неполном интервале мартенситных превращений//Материалы XXIX Межреспубликанского семинара "Актуальные проблемы прочности", Псков, 1993, с.549-552.
13. Беляков В.Н., Хусаинов М.А. Исследование реактивных напряжений при жестком противодействии и наличии свободного хода Материалы XXIV международного семинара "Актуальные проблемы прочности", Рубежное, 1990, с.219-224.
14. С.А. Абдрахманов. Деформация материалов с памятью формы при термосиловом воздействии, Бишкек, Илим, 1991, 117с.
15. Д.Б. Чернов. Конструкционное применение сплавов с памятью формы. М:1999, НИИСУ, 232с.
16. Хусаинов М.А. Вестник НовГУ, №19, 2001, с.32.
17. Беляев С.П., Демина М.Ю. Термомеханические характеристики пружинного привода с рабочим элементом из сплава TiNi с памятью формы//Материалы XXXVIII семинара "Актуальные проблемы прочности", Санкт-Петербург, 2001, с.456-459.
18. Хусаинов М.А., Волнянская О.Ю. Особенности термомеханического поведения рабочего элемента из никелида титана в условиях силового противодействия и теплосменах//Материалы XXXVIII семинара "Актуальные проблемы прочности", Санкт-Петербург, 2001, с.499-502.

УДК : 539.37

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОГО И ТЕРМИЧЕСКОГО УПРОЧНЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ СПЛАВОВ, УПОРЯДОЧИВАЮЩИХСЯ ПО ТИПУ $L1_2$

Старенченко В. А., Соловьева Ю. В., Пантюхова О. Д.

ТГАСУ, Томск, Россия

star@tsuab.ru

Введение

Современные исследования физики пластичности и прочности твердых тел наряду с дальнейшим развитием аналитических методов исследования, получением более детальных и глубоких сведений об отдельных сторонах явления (в частности большей детализацией механизмов деформации и упрочнения, механизмов генерации и размножения дефектов и тому подобное) требуют деятельности синтетической направленности. Подобное направление исследований возникает с необходимостью при описании систем высокой сложности, поведение которых является результатом связанного и согласованного проявления механизмов различного физического содержания.

Наиболее эффективным способом синтетического описания систем высокой сложности является математическое моделирование, позволяющее решать ряд проблем этого класса. Предполагая описание изучаемых процессов на языке математики, математическое моделирование ставит своей целью, прежде всего, создание математических моделей, выраженных в форме дифференциальных (либо иных) систем уравнений, имитирующих поведение реального объекта. Математическая модель несет разнообразную нагрузку. Имея в основе своей прогностическую цель, она может быть использована и как инструмент исследования целостного явления высокой сложности, обеспечивая возможность машинной (ЭВМ) реализации и работы в диалоговом режиме. Зачастую математическое моделирование оказывается единственной возможностью получения качественных и количественных оценок влияния параметров процесса деформации на свойства деформируемого твердого тела.

Предложенная работа посвящена построению и исследованию математической модели деформационного и термического упрочнения монокристаллов сплавов со сверхструктурой $L1_2$. Мы исходили из представлений о структуре дефектов, законов их взаимодействия, рождения и релаксации, микромеханизмов движения и тому подобное, которые были получены как из теоретических соображений, так и из непосредственных экспериментальных наблюдений. В идеале, при построении структурной математической модели вид зависимостей, прямых и обратных связей, определяемых микромеханизмами, следует получить из рассмотрения конкретной кристаллической структуры, физики образования дефектов, микромеханики их взаимодействия и движения. Во многих случаях это – все еще нерешенные проблемы, имеющие принципиальные и технические трудности, преодоление которых не предвидится в обозримом будущем. Это заставило нас при построении модели в ряде случаев использовать эмпирические соотношения и константы, либо функциональные зависимости гипотетического характера.

В основу предлагаемого математического моделирования положена концепция упрочнения и отдыха, впервые предложенная Большаниной, Ороvanом и Поповым,

развитие которой привело к современной формулировке, которая в самом общем виде может быть представлена следующим образом.

Интенсивность размножения любого продукта деформации (будь это плотность дефектов i -го типа, выделяемое в процессе деформации тепло, либо величина самой пластической деформации) является следствием суперпозиции процессов генерации, (рождения, производства и размножения продуктов деформации) и релаксации (гибели, аннигиляции и трансформации), что в матричном виде может быть записано как:

$$\begin{cases} \hat{X} = \hat{G}(X, y, t) + \hat{R}(X, y, t) \\ \hat{y}(X, y, t) = 0 \end{cases}, \quad (1)$$

где $\hat{X}$ – матрица, описывающая набор продуктов деформации, $\hat{G}$ – матрица генерации, $\hat{R}$ – матрица релаксации продуктов деформации, $\hat{y}$ – матрица, описывающая условия, в которых осуществляется пластическая деформация (в большинстве простейших случаев она описывает условия эксперимента, задаваемые экспериментатором). Задача моделирования в такой постановке сводится к нахождению явного вида функциональных матриц $\hat{X}$, $\hat{G}$, $\hat{y}$ из рассмотрения физики, механики и динамики микропроцессов, осуществляющих деформацию.

1. О природе термического упрочнения сплавов со сверхструктурой $L1_2$

Закономерности, полученные при исследовании механических свойств и дислокационной структуры монокристаллов Ni_3Ge разной ориентации позволяют нам сделать определенные выводы и предположения о механизмах термического упрочнения в сплавах со сверхструктурой $L1_2$ [1].

Прежде всего, это касается механизма Кира-Вильсдорф, который традиционно считается основным, а чаще всего и единственным механизмом термического упрочнения. Существующие к настоящему времени экспериментальные данные требуют критического взгляда на этот механизм. Это касается, в первую очередь, невозможности понять эволюцию дислокационной структуры в высокотемпературной области термического упрочнения, где имеют место наиболее сильные эффекты аномалии и в то же время прямолинейные дислокационные конфигурации, характерные для барьеров Кира-Вильсдорф оказываются вытесненными искривленными дислокациями; в некоторых случаях в области максимума температурной аномалии доля прямолинейных дислокаций не превышает 5%. Это заставляет нас относиться критично к определяющей роли механизма Кира-Вильсдорф в высокотемпературной области. В тоже время низкотемпературная область термического упрочнения, а также область средних температур, где диффузионные процессы еще не развиты, дают свидетельства о наличии эффектов, связанных с образованием барьеров Кира-Вильсдорф. Здесь имеет место возрастание плотности прямолинейных дислокаций и аномальное изменение параметра междислокационного взаимодействия [2]; интенсивность накопления дислокаций может определяться процессом образования барьеров Кира-Вильсдорф.

Для понимания эволюции дислокационной структуры в высокотемпературной области необходимо учитывать воздействие температуры, как фактора, активирующего процессы диффузии и самодиффузии, а, следовательно, и процессы взаимодействия точечных дефектов с дислокациями. Только с привлечением процессов переползания дислокаций краевой ориентации, как процессов диффузионной самоблокировки сверхдислокаций, могут быть поняты такие факты, как отсутствие прямолинейных дислокаций в области высокотемпературного пика аномалии, малая подвижность краевых дис-

локаций в условиях кубического скольжения, наличие аномальной зависимости напряжений течения и интенсивности накопления дислокаций в условиях кубического скольжения в области высоких температур.

Экспериментальные закономерности позволяют предположить, что термическое упрочнение определяется, по крайней мере, механизмами двух классов – механизмами, связанными с поперечным скольжением сверхдислокаций винтовой ориентации, которые, в конечном счете, являются следствием изменения структуры сверхдислокационного ядра под воздействием температуры, и механизмами, связанными с переползанием краевых сверхдислокаций, вследствие их взаимодействия с точечными дефектами разного типа [3].

Это не означает, что механизмы других классов, например таких как восстановление дальнего порядка, релаксация антифазных границ, образование атмосфер и тому подобное, не имеют места в термическом упрочнении. Однако, большинство особенностей эволюции дислокационных структур может быть понято в предположении существования механизмов двух классов, в разной степени проявляющихся в различных интервалах температур.

Рассмотрим возможные механизмы деформационного и термического упрочнения сплавов со сверхструктурой $L1_2$ и экспериментальные факты, которые должны быть объяснены с позиций этих механизмов. Они могут быть разделены на два класса: диффузионные и бездиффузионные механизмы. К бездиффузионным механизмам можно отнести: 1) механизм Кира-Вильсдорф [5, 6, 7, 8], 2) изменение спектра междислокационных взаимодействий, 3) механизмы, связанные с увеличением общей площади антифазных границ в процессе деформации: генерация трубок антифазных границ, перерезание антифазных границ, увеличение плотности сверхдислокаций, 4) неопределенность дислокационной оси [9], 5) термоактивируемое движение сверхдислокаций в кубе [5], 6) изменение структуры ядра, движущейся с релятивистскими скоростями [10], 7) температурная зависимость модуля сдвига $G(T)$, 8) образование элементарных порогов на сверхдислокациях [11, 12], 9) деформационное разрушение дальнего порядка [13].

К диффузионным: 1) переползание, 2) образование атмосфер на сверхдислокациях, 3) релаксация дальнего порядка на антифазных границах, 4) восстановление среднего по кристаллу дальнего порядка, 5) неконсервативное волочение порогов, 6) захват точечных дефектов в плоскости скольжения.

Ниже предложена математическая модель термического и деформационного упрочнения, построенная в концепции упрочнения и отдыха, в которой учтены большинство из перечисленных механизмов.

2. Модель термического и деформационного упрочнения сплавов со сверхструктурой $L1_2$

Проведенные в последние годы рентгеноструктурные исследования этого явления [14-16] выявили ряд особенностей поведения упорядоченных материалов под нагрузкой. Было установлено [14-16], что в сплавах с дальним атомным порядком пластическая деформация вызывает фазовый переход порядок-беспорядок, который протекает по гетерогенному механизму. В деформируемом материале уже при малых степенях деформации образуется разупорядоченная фаза. Ее объемная доля увеличивается с ростом степени деформации. Согласно экспериментальной схеме деформационного разрушения дальнего атомного порядка в сплавах, обладающих различными сверхструктурами ($L1_2$, $L1_2(M)$ и $L1_2(MM)$) [15], частично разупорядоченный пластической деформацией сплав представляет собой совокупность локальных областей, находящихся в упорядоченном и разупорядоченном состоянии. Для разупорядоченных областей ха-

рактены высокие напряжения и сдвиги, обусловленные неоднородным протеканием пластической деформации. Именно в этих областях вследствие высокой концентрации деформационных дефектов (антифазных границ, дислокаций, точечных дефектов, дефектов упаковки и др.) происходило понижение параметра дальнего порядка до критического значения, а затем – резкое падение, и далее – слабое его изменение с деформацией [15]. Одним из возможных объяснений такого поведения параметра дальнего порядка в областях локализации пластической деформации служит активация в этих областях процесса движения одиночных дислокаций [17]. Можно полагать, что сплавы с дальним атомным порядком деформируются как двухфазные, состоящие из упорядоченной и разупорядоченной фаз. Пластическая деформация в них осуществляется посредством движения сверхструктурных и одиночных дислокаций, соответственно. Поскольку структура дислокаций, осуществляющих пластическую деформацию в упорядоченной и разупорядоченной фазах различна, следует ожидать, что и кинетика накопления деформационных дефектов и разрушения дальнего атомного порядка в этих фазах также будет различна. Кроме того, поскольку уже при малых средних деформациях присутствуют локальные области, в которых носителем сдвига оказываются одиночные дислокации, следует также ожидать, что в деформируемом материале с дальним атомным порядком с начала пластической деформации будут одновременно действовать механизмы, свойственные упорядоченному и разупорядоченному состояниям. Вследствие этого можно полагать, что достигаемые при данных степенях деформации значения плотности дислокаций, концентрации точечных дефектов, параметра дальнего порядка, деформирующего напряжения окажутся равными эффективным значениям, зависящим от долей упорядоченной и разупорядоченной фаз.

Сделанные предположения положены в основу математической модели кинетики деформационного разупорядочения [17], которая сформулирована на базе феноменологической модели термического и деформационного упрочнения в сплавах и интерметаллидах, обладающих сверхструктурой $L1_2$ [18]. Структура, предлагаемой нами модели, имеет вид [17]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\rho}{d\varepsilon} &= \frac{d\rho_{II}}{d\varepsilon} C^* + \frac{d\rho_I}{d\varepsilon} (1 - C^*), \\ \frac{dC_i}{d\varepsilon} &= \frac{dC_{iII}}{d\varepsilon} C^* + \frac{dC_{iI}}{d\varepsilon} (1 - C^*), \\ \frac{dC_v}{d\varepsilon} &= \frac{dC_{vII}}{d\varepsilon} C^* + \frac{dC_{vI}}{d\varepsilon} (1 - C^*), \\ \frac{d\eta_*}{d\varepsilon} &= -\eta_* \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \mu_r D_0 \exp(-E_i / kT) C_i C_v, \\ \frac{d\eta}{d\varepsilon} &= \frac{d\eta_{II}}{d\varepsilon} C^* + \frac{d\eta_I}{d\varepsilon} (1 - C^*) + J(\eta), \\ \tau &= \tau_{II} C^* + \tau_I (1 - C^*). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Локализация пластической деформации, обуславливающая возникновение и сохранение до значительных степеней деформации двухфазности в упорядоченном материале, учтена в модели посредством введения долей упорядоченной $C^*(\varepsilon)$ и разупорядоченной $(1 - C^*(\varepsilon))$ фаз. Зависимость доли разупорядоченной фазы от степени деформации, может быть учтена из следующих соображений. В общем случае упорядоченное состояние материала характеризуется эффективным параметром дальнего порядка η , обусловленным сосуществованием упорядоченной и разупорядоченной фаз. Его величина определяется как степенью упорядоченности фазы с дальним порядком η_* , так и

объёмной долей C^* этой фазы в сплаве. Действительно, эффективный параметр дальнего порядка определяется: $\eta^2 = I_{cc}/(I_{осн} + I_{раз})$, где $I_{осн}$ и $I_{раз}$ – интенсивности основных рефлексов упорядоченной и рефлексов разупорядоченной фаз, соответственно, с учетом необходимых поправок. Параметр дальнего порядка упорядоченной фазы $\eta^{*2} = I_{cc}/I_{осн}$. Тогда $\eta^2 = I_{cc}/(I_{осн}(1 + \frac{I_{раз}}{I_{осн}}))$, поскольку интенсивности рефлексов пропорциональны объёмной доле фаз, выражение для η^2 может быть записано в следующем виде $\eta^2 = \eta^{*2}/(1 + \frac{I - C^*}{C^*})$, следовательно, $\eta^2 = C^* \eta^{*2}$. Учитывая, что разупорядоченная фаза сконцентрирована в областях локализации деформационного процесса, можно полагать, что материал, не охваченный деформацией, остаётся практически совершенно упорядоченным, здесь $\eta^* = 1$. Тогда доля упорядоченной фазы в деформируемом материале $C^* = \eta^2$.

Как показывают экспериментальные результаты, восстановление дальнего порядка происходит путем возникновения хорошо упорядоченных зародышей и их последующего роста [19, 20]. При этом величина степени дальнего порядка внутри зародышей может лежать в пределах от 0.66 до 1.00 в зависимости от упорядочивающегося материала [19, 20]. В этом случае эффективный параметр дальнего порядка η также обусловлен сосуществованием упорядоченной и разупорядоченной фаз, а его величина зависит от степени порядка упорядоченной фазы η^* , и доли этой фазы C^* в сплаве: $\eta^2 = C^* \eta^{*2}$. В первом приближении можно полагать, что как в процессе деформационного разрушения дальнего порядка, так и в процессе его диффузионного восстановления доля упорядоченной фазы будет определяться соотношением:

$$C^*(\varepsilon) = \eta^2. \quad (3)$$

При таком выборе зависимости $C^*(\varepsilon)$ вклады от механизмов упорядоченного и разупорядоченного состояний оказываются прямо пропорциональными квадрату параметра дальнего порядка. В модели (2) индексами “II” и “I” обозначены вклады от механизмов, связанных с движением сверхструктурных (упорядоченное состояние) и одиночных (разупорядоченное состояние) дислокаций, соответственно. Накопление деформационных дефектов (дислокаций, межузельных атомов и вакансий) и изменение параметра дальнего порядка в данной модели (2) определяются для упорядоченной и разупорядоченной фаз своими уравнениями, учитывающими механизмы, характерные для соответствующих состояний деформируемого сплава [17]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\rho_{II}}{d\varepsilon} &= C_I \frac{(\alpha_2 G b)^2 \rho}{\tau_{II}} + \frac{C_2 e^{-U_1/kT} + C_3 e^{-U_2/kT}}{G b \rho^{1/2}} - \\ &- \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \min(r_a, [\theta \rho]^{-\frac{1}{2}}) \frac{a_l^3 D_0}{\chi k T b} \left(\exp\left[\frac{-E_i}{kT}\right] \cdot C_i + \exp\left[\frac{-E_v}{kT}\right] \cdot C_v \right) \tau_{II} \rho^2 \theta^2, \\ \frac{dC_{III}}{d\varepsilon} &= \frac{\iota}{\kappa(\zeta)} p_j \xi B \frac{\tau_{II}}{G} - \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \frac{a_l^3 D_0}{\chi k T} \exp\left[\frac{-E_i}{kT}\right] C_i \tau_{II} \rho \theta - \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \mu_r D_0 \exp\left[\frac{-E_i}{kT}\right] C_i C_v, \\ \frac{dC_{vII}}{d\varepsilon} &= \frac{\iota}{\kappa(\zeta)} p_j \xi B \frac{\tau_{II}}{G} - \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \frac{a_l^3 D_0}{\chi k T} \exp\left[\frac{-E_v}{kT}\right] C_v \tau_{II} \rho \theta - \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \mu_r D_0 \exp\left[\frac{-E_i}{kT}\right] C_i C_v, \\ \frac{d\eta^*}{d\varepsilon} &= -\eta^* \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \mu_r D_0 \exp(-E_i / kT) C_i C_v, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\eta_{II}}{d\varepsilon} &= \frac{-\frac{1}{2\eta}\eta_*^2(1-k_0^2)\delta}{1-\eta_*^2(1-k_0^2)\delta\rho\frac{Gb^2}{2\pi\zeta_0\eta^4}} \left\{ \frac{\iota}{d_0}\exp(\iota\frac{\varepsilon}{\omega}) + \frac{\delta'\iota}{2\Gamma b} \left[4b + \frac{Gb^2}{\pi\zeta_0\eta^2} \right] \rho^{1/2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \frac{a_l^3 D_0 \theta}{\chi k T b} \left(\exp\left[\frac{-E_i}{kT}\right] \cdot C_i + \exp\left[\frac{-E_v}{kT}\right] \cdot C_v \right) \cdot \tau_{II} \rho + \frac{Gb^2}{2\pi\zeta_0\eta^2} \frac{d\rho_{II}}{d\varepsilon} \right\}, \quad (4) \\ \tau_{II} &= \tau_f^0 + \gamma_1 \tau_0^{(I)} \exp\left[\frac{-U_1}{kT}\right] + \gamma_2 \tau_0^{(2)} \exp\left[\frac{-U_2}{kT}\right] + \alpha_2 G b \rho^{1/2}. \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\rho_I}{d\varepsilon} &= C_1 \frac{(\alpha_1 G b)^2 \rho}{\tau_I} - \\ &\quad - \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \min(\tau_a^*, [\theta\rho]^{-\frac{1}{2}}) \frac{a_l^3 D_0}{\chi k T b} \left(\exp\left[\frac{-E_i}{kT}\right] \cdot C_i + \exp\left[\frac{-E_v}{kT}\right] \cdot C_v \right) \tau_I \rho^2 \theta^2, \\ \frac{dC_{iI}}{d\varepsilon} &= \frac{\iota}{\kappa(\zeta)} p_j \xi B \frac{\tau_I}{G} - \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \frac{a_l^3 D_0}{\chi k T} \exp\left[\frac{-E_i}{kT}\right] C_i \tau_I \rho \theta - \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \mu_r D_0 \exp\left[\frac{-E_i}{kT}\right] C_i C_v, \\ \frac{dC_{vI}}{d\varepsilon} &= \frac{\iota}{\kappa(\zeta)} p_j \xi B \frac{\tau_I}{G} - \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \frac{a_l^3 D_0}{\chi k T} \exp\left[\frac{-E_v}{kT}\right] C_v \tau_I \rho \theta - \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \mu_r D_0 \exp\left[\frac{-E_i}{kT}\right] C_i C_v, \quad (5) \\ \frac{d\eta_*}{d\varepsilon} &= -\eta_* \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \mu_r D_0 \exp(-E_i / kT) C_i C_v, \\ \frac{d\eta_I}{d\varepsilon} &= -\frac{1}{2\eta} \eta_*^2 (1-k_0^2) \delta \left\{ \frac{\iota}{d_0} \exp(\iota\frac{\varepsilon}{\omega}) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\dot{\varepsilon}} \frac{a_l^3 D_0 \theta}{\chi k T b} \left(\exp\left[\frac{-E_i}{kT}\right] \cdot C_i + \exp\left[\frac{-E_v}{kT}\right] \cdot C_v \right) \cdot \tau_I \rho + \frac{\iota}{b} \right\}, \\ \tau_I &= \tau_f^0 + \frac{\zeta_0 \eta^2}{b} + \alpha_1 G b \rho^{1/2}. \end{aligned} \right\}$$

Смысл параметров, входящих в (4), (5), подробно изложен в работах [4, 17, 18, 3, 21].

Первое уравнение системы (2) определяет изменение плотности дислокаций в процессе пластической деформации. Здесь учтены генерация и накопление сдвигообразующих дислокаций, их аннигиляция, протекающая в ходе формирования зоны сдвига вследствие переползания краевых компонент при осаждении на их экстраплоскостях деформационных точечных дефектов (вакансий, и межузельных атомов) [20]. В случае, когда пластическая деформация осуществляется посредством движения сверхструктурных дислокаций, происходит дополнительное увеличение их плотности: в областях с высоким параметром дальнего порядка помимо сдвигообразующих дислокаций, образуются внутризонные дислокационные барьеры, представляющие собой неподвижные дипольные конфигурации, оставленные сдвигообразующими дислокациями в зоне сдвига [18, 3]. Внутризонные дислокационные барьеры разделяются на два типа [3]: барьеры Кира-Вильсдорф и диффузионные барьеры.

Особенности накопления сверхструктурных дислокаций учтены в уравнении $d\rho_{II}/d\varepsilon$ [18, 3] модели (2). Независимо от типа сдвигообразующих дислокаций (сверхструктурные или одиночные) модель (2) учитывает аннигиляцию только их краевых

компонент. Это связано с тем, что в упорядоченных сплавах затруднено поперечное скольжение винтовых дислокаций, так как оно требует дополнительной генерации антифазных границ и приводит к образованию барьеров Кира-Вильсдорф. [18, 3]. В случае движения одиночных дислокаций, в силу их структуры, образование барьеров, характерных для упорядоченных со сверхструктурой $L1_2$ сплавов, не происходит. Учет аннигиляции только краевых компонент является в этом случае достаточно грубым приближением, занижающим интенсивность аннигиляции дислокаций в разупорядоченной фазе.

Второе и третье уравнения системы (2) описывают накопление точечных дефектов соответственно межузельных атомов и вакансий в процессе пластической деформации. Механизмы их генерации и аннигиляции малочувствительны к тонкой структуре дислокаций и поэтому, в рамках модели (2), качественно аналогичны для упорядоченного (где деформация осуществляется сверхдислокациями) и разупорядоченного (где деформация осуществляется одиночными дислокациями) состояний деформируемого материала. В модели (2) полагается, что точечные дефекты генерируются вследствие неконсервативного волочения порогов дислокациями винтовой или близкой к ней ориентации. Подвижность порогов, возникающих на винтовых дислокациях, определяется балансом сил, действующих на порог: составляющей силы линейного натяжения сверхдислокации, направленной вдоль вектора Бюргерса, и силы поверхностного натяжения антифазной границы; а интенсивность генерации деформационных точечных дефектов – долей порогов, способных их генерировать [21]. Следует отметить, что записанная из таких соображений интенсивность генерации точечных дефектов в процессе пластической деформации не зависит от режима движения сдвигообразующих дислокаций (квазистатического или динамического).

Аннигиляция деформационных точечных дефектов в рамках модели (2) обусловлена их осаждением на краевых дислокациях [20] и их взаимной аннигиляцией [17].

Четвертое уравнение системы (2) характеризует изменение с ростом степени деформации эффективного параметра дальнего порядка $\eta = \eta(S^*, \eta_*)$, определяемого методом рентгеновской дифрактометрии (S^* – общая площадь антифазных границ в единице объема кристалла, η_* – параметр дальнего порядка внутри антифазных доменов) [17].

Атомное упорядочение, протекающее во всем объеме деформируемого сплава, учтено в модели (2) посредством слагаемого $J(\eta)$ уравнения $d\eta/d\varepsilon$, которое представляет собой кинетику восстановления дальнего атомного порядка на основе миграции к дислокациям неравновесных деформационных вакансий [22] и имеет вид (1). В зависимости от типа сдвигообразующих дислокаций в уравнении $d\eta/d\varepsilon$ системы (2) учтены следующие механизмы деформационного разрушения дальнего атомного порядка, обусловленные накоплением АФГ и точечных дефектов. В случае движения и накопления сверхдислокаций: 1) накопление АФГ вследствие накопления сверхструктурных дислокаций, 2) размножение АФГ при консервативном движении сверхструктурных дислокаций, 3) генерация трубок АФГ, 4) накопление АФГ вследствие переползания краевых сверхструктурных дислокаций, 5) разрушение дальнего атомного порядка вследствие взаимной аннигиляции точечных дефектов. В случае движения одиночных дислокаций: 1) накопление АФГ вследствие накопления одиночных дислокаций, 2) размножение АФГ при консервативном движении одиночных дислокаций, 3) накопление АФГ вследствие переползания краевых одиночных дислокаций, 4) разрушение дальнего атомного порядка вследствие взаимной аннигиляции точечных дефектов.

Интенсивность изменения с общей площади АФГ в обоих случаях записана в приближении линейного суммирования. Оценки интенсивностей размножения АФГ для соответствующих деформационных механизмов являются максимальными [17].

Уравнение $d\eta^*/d\varepsilon$ системы (2) описывает изменение параметра дальнего порядка, характеризующего степень упорядоченности антифазных доменов. Мы полагаем, что понижение η^* с ростом степени деформации ε обусловлено взаимной аннигиляцией деформационных точечных дефектов.

Таким образом, уравнение $d\eta/d\varepsilon$, характеризующее изменение параметра дальнего порядка в целом по образцу, определяется степенью упорядоченности антифазных доменов и интенсивностью накопления площади АФГ, которая задается в общем случае уравнениями баланса АФГ, записанными для случаев: движения сверхструктурных и одиночных дислокаций.

Последнее соотношение системы (2) представляет собой деформирующее напряжение.

Сопротивление движению сверхструктурных дислокаций τ_{II} принято в виде [2]:

$$\tau_{II} = \tau_f^0 + \tau_f + \alpha_2 G b \rho^{1/2}. \quad (6)$$

Здесь τ_f^0 – сопротивление движению дислокаций вследствие преодоления стопоров недислокационной природы (преодоление скользящими дислокациями барьеров Пайерлса, и взаимодействие дислокаций с примесными атомами, границами антифазных доменов, с деформационными АФГ, разрушение ближнего и дальнего атомного порядка и т. п.). τ_f – сопротивление движению сверхдислокаций вследствие их термоактивируемого самоторможения. $\alpha_2 G b \rho^{1/2}$ – сопротивление движению дислокаций, обусловленное их взаимодействием с дислокациями леса, α_2 – параметр, характеризующий интенсивность взаимодействия сверхструктурных сдвигообразующих дислокаций с дислокациями леса. В работе [4] показано, что для сплавов со сверхструктурой $L1_2$ величины τ_f и α_2 могут быть представлены в виде:

$$\tau_f = \gamma_1 \tau_0^{(1)} \exp\left[\frac{-U_1}{kT}\right] + \gamma_2 \tau_0^{(2)} \exp\left[\frac{-U_2}{kT}\right], \quad (7)$$

$$\alpha = \alpha_0 - \beta T, \quad (8)$$

где γ_1, γ_2 – весовые коэффициенты (для равномерно расширяющейся прямоугольной дислокационной петли $\gamma_1 = \gamma_2 = 1/2$), $\tau_0^{(1)}, \tau_0^{(2)}$ – предэкспоненциальные множители независимые от температуры, U_1, U_2 – энергии активации самоторможения винтовых и краевых компонент сверхдислокационных петель, α_0, β – константы, определяющие зависимости $\alpha(T)$, для конкретного $L1_2$ сплава получаемые экспериментально [4].

Сопротивление движению одиночных дислокаций обусловлено, так же как и в случае сверхдислокаций, во-первых, преодолением стопоров недислокационной природы τ_f^0 , во-вторых, междислокационным взаимодействием $\alpha_1 G b \rho^{1/2}$, α_1 – параметр, характеризующий интенсивность взаимодействия одиночных сдвигообразующих дислокаций с дислокациями леса. Кроме того, как уже отмечалось ранее, одиночные сдвигообразующие дислокации испытывают дополнительное сопротивление движению со стороны АФГ $\zeta_0 \eta^2/b$. Таким образом, для одиночных дислокаций, накапливаемых в кристалле при пластической деформации, сопротивление их движению τ_I принято в виде [18]:

$$\tau_I = \tau_f^0 + \frac{\zeta_0 \eta_I^2}{b} + \alpha_1 G b \rho^{1/2}, \quad (9)$$

где $\eta_I = 0,1$ – параметр дальнего порядка в разупорядоченной фазе.

Математическая модель (2) в зависимости от начального условия для параметра дальнего порядка описывает пластическое поведение: монокристаллов упорядоченных по типу $L1_2$ сплавов или монокристаллов твердых растворов с промежуточным состоянием порядка, в том числе и разупорядоченного. Различие в механизмах пластической деформации для упорядоченного и разупорядоченного состояний деформируемого материала учитываются различием и параметрах модели. Атомное упорядочение учитывается как в области низких и умеренных, так и высоких температур деформирования, различие состоит в разных интенсивности его протекания в этих температурных областях.

3. Результаты расчетов

Сплавы, относящиеся к классу сплавов со сверхструктурой $L1_2$, разделяются на две группы. Это интерметаллиды, обладающие высокой энергией АФГ и существующие только в упорядоченном состоянии (разрушение дальнего атомного порядка в них происходит одновременно с разрушением кристаллического состояния при температуре плавления), и упорядочивающиеся твердые растворы, обладающие низкой энергией АФГ и существующие при определенных условиях в частично упорядоченном состоянии. Предлагаемая нами модель (2) может применяться для описания упорядоченных по типу $L1_2$ сплавов, сплавов с промежуточным состоянием порядка, а также разупорядоченных сплавов. Она позволяет получить для сплавов с высокой и низкой энергией АФГ расчетные зависимости плотности дислокаций $\rho(\epsilon)$, концентраций точечных дефектов (межузельных атомов $C_i(\epsilon)$ и вакансий $C_v(\epsilon)$), параметра дальнего порядка $\eta(\epsilon)$ от степени деформации. Могут быть рассчитаны также и кривые деформационного упрочнения $\tau(\epsilon)$. Такая информация необходима для понимания природы пластической деформации рассматриваемых материалов, объяснения закономерностей, экспериментально наблюдаемых на отдельных конкретных сплавах, а также для обобщения этих закономерностей на класс упорядоченных и упорядочивающихся в процессе деформирования сплавов со сверхструктурой $L1_2$.

В рамках модели (2) проведены расчеты перечисленных выше зависимостей для монокристаллов сплавов с высокой и низкой энергией АФГ, в упорядоченном состоянии ($\eta(0) = 1$, $\eta_*(0) = 1$). Для сплавов с низкой энергией АФГ соответствующие зависимости $\eta(\epsilon)$, $\tau(\epsilon)$, $C_i(\epsilon)$, $C_v(\epsilon)$, $\rho(\epsilon)$ получены для разупорядоченного состояния и состояний с промежуточными степенями порядка. Мы полагали, что в разупорядоченном состоянии $\eta(0) = 0,1$, $\eta_*(0) = 0,1$. Для промежуточных состояний порядка были приняты значения $\eta(0) = 0,5$, и $\eta(0) = 0,3$. Расчеты проведены для широкого спектра температур деформирования: от 77 до 773 К, с использованием параметров для случая сплавов с высокой энергией АФГ – характерных для сплава Ni_3Ge [4, 18, 3], для случая сплавов с низкой энергией АФГ – характерных для сплава Ni_3Fe [18]. Представлено сопоставление расчетных кривых и экспериментальных данных. Начальные условия, необходимые для решения системы уравнений (2) были приняты равными: $\rho(0) = 10^{10} \text{ м}^{-2}$, $C_i(0) = \exp(-E_i^0/kT)$, $C_v(0) = \exp(-E_v^0/kT)$, где $E_i^0 = 1,6 \text{ эВ}$ и $E_v^0 = 4,8 \text{ эВ}$ – энергии образования межузельного атома и вакансии соответственно.

4. Кривые деформационного упрочнения и разрушения дальнего атомного порядка

Деформируемый кристалл, обладающий сверхструктурой, является сложной системой, в которой пластическая деформация активирует ряд процессов, богатых разнообразием проявления своих механизмов. К таким процессам, прежде всего, следует от-

нести процессы деформационного разрушения и восстановления дальнего атомного порядка. Одновременное их протекание в материалах, подвергнутых деформированию, а следовательно, и их конкуренция на протяжении всего времени испытания, сказывается на зависимостях $\eta(\epsilon)$, отражающих характер изменения параметра дальнего порядка с ростом степени деформации. Качественные закономерности этих зависимостей сохраняются (рис. 1, *a* – 4, *a*) как для хорошо упорядоченного – $\eta(0) = 1$ (рис. 1), так и для разупорядоченного – $\eta(0) = 0,1$ (рис. 4) состояний, а также для состояний с промежуточной степенью порядка – $\eta(0) = 0,5$ (рис. 2) и $\eta(0) = 0,3$ (рис. 3). Кривые $\eta(\epsilon)$ в разных температурных областях имеют различный вид, который указывает на то, какой из механизмов – разрушение дальнего порядка или его восстановление – оказывается доминирующим (рис. 1, *a* – 4, *a*).

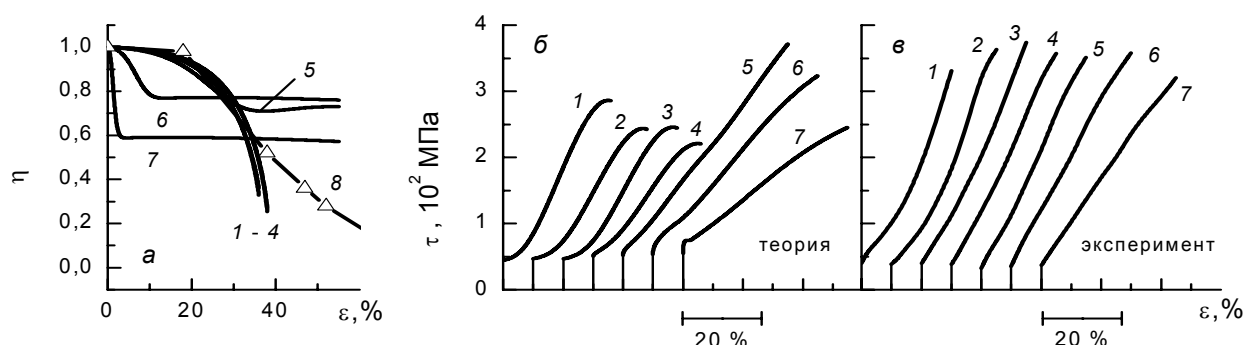


Рис. 1. Зависимости параметра дальнего порядка от степени деформации – *a*, кривые деформационного упрочнения – *б*, *в* (*б* – модельные расчеты, *в* – экспериментальные данные [23]) для упорядоченных ($\eta(0) = 1$) по типу $L1_2$ сплавов с низкой энергией АФГ, полученные при различных температурах деформирования, К: кр. 1 – 77, кр. 2 – 293, кр. 3 – 383, кр. 4 – 483, кр. 5 – 573, кр. 6 – 673, кр. 7 – 773.

Кр. 8 на рис. 1, *a* соответствует экспериментальным измерениям для монокристалла сплава Ni_3Fe , полученным при комнатной температуре рентгеноструктурными исследованиями в работе [14].

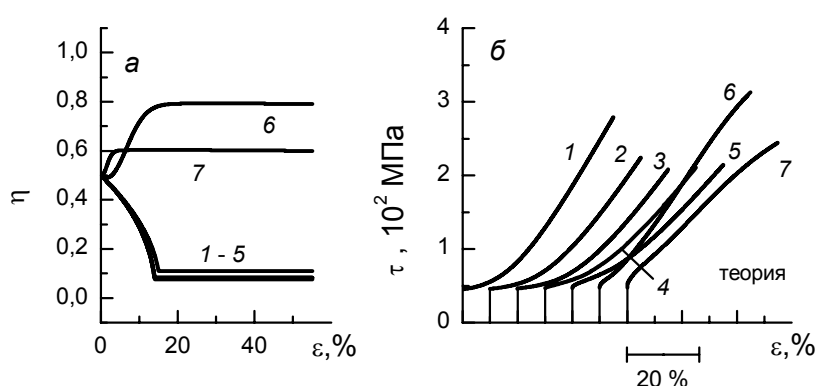


Рис. 2. Зависимости параметра дальнего порядка от степени деформации – *a*, кривые деформационного упрочнения – *б* для сплавов с низкой энергией АФГ, обладающих в упорядоченном состоянии сверхструктурой $L1_2$, полученные при начальном значении параметра дальнего порядка $\eta(0) = 0,5$ и различных температурах деформирования, К: кр. 1 – 77, кр. 2 – 293, кр. 3 – 383, кр. 4 – 483, кр. 5 – 573, кр. 6 – 673, кр. 7 – 773.

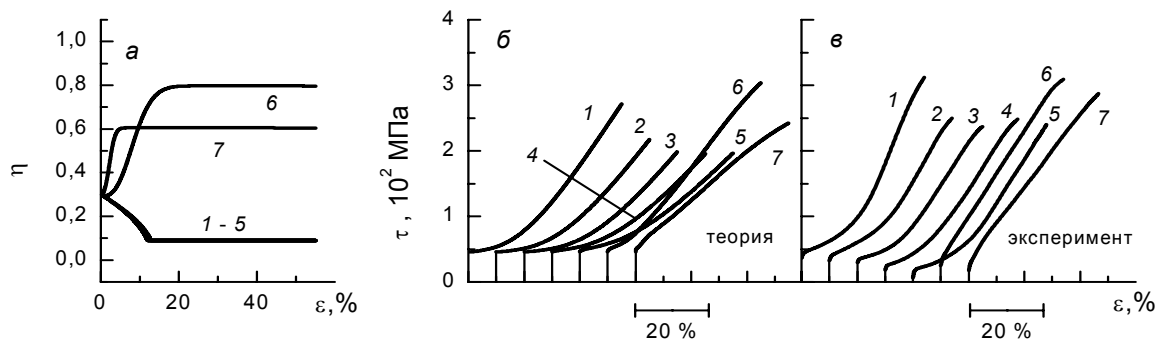


Рис. 3. Зависимости параметра дальнего порядка от степени деформации – *a*, кривые деформационного упрочнения – *б, в* (*б* – модельные расчеты, *в* – экспериментальные данные [23]) для сплавов с низкой энергией АФГ, обладающих в упорядоченном состоянии сверхструктурой $L1_2$, полученные при начальном значении параметра дальнего порядка $\eta(0) = 0,3$ и различных температурах деформирования, К: кр. 1 – 77, кр. 2 – 293, кр. 3 – 383, кр. 4 – 483, кр. 5 – 573, кр. 6 – 673, кр. 7 – 773.

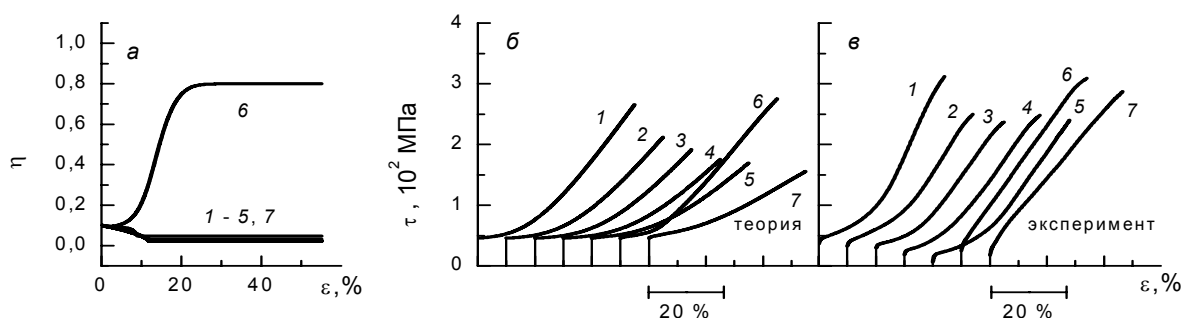


Рис. 4. Зависимости параметра дальнего порядка от степени деформации – *a*, кривые деформационного упрочнения – *б, в* (*б* – модельные расчеты, *в* – экспериментальные данные [23]) для сплавов с низкой энергией АФГ, обладающих в упорядоченном состоянии сверхструктурой $L1_2$, полученные при начальном значении параметра дальнего порядка $\eta = 0,1$ и различных температурах деформирования, К: кр. 1 – 77, кр. 2 – 293, кр. 3 – 383, кр. 4 – 483, кр. 5 – 573, кр. 6 – 673, кр. 7 – 773.

При низких и умеренных температурах наблюдается понижение параметра дальнего порядка – доминируют механизмы разрушения порядка, способствуя установлению в деформируемом сплаве состояния, близкому к состоянию с ближним атомным порядком ($\eta < 0,1$). В области повышенных температур (673, 773 К) доминирующим оказывается процесс восстановления дальнего атомного порядка. На начальных стадиях деформирования происходит возрастание η до значений соответствующих равновесию процессов (процесса разрушения, и процесса восстановления дальнего атомного порядка). При этом следует отметить, что равновесное значение параметра дальнего порядка немонотонно изменяется с температурой и оказывается большим для 673 К, чем для 773 К.

Это связано с тем, что роль интенсивности генерации и накопления дислокаций, определяющей разрушение порядка, возрастает с повышением температуры быстрее, чем роль интенсивности генерации и накопления точечных дефектов, определяющих процесс упорядочения. Наличие в деформируемом материале процессов разрушения и

восстановления дальнего атомного порядка сказывается и на кривых деформационного упрочнения $\tau(\epsilon)$. В низкотемпературной области (77 К) кривые $\tau(\epsilon)$ имеют вид, характерный для кривых деформации при отсутствии термоактивируемых аномальных механизмов самоторможения и накопления сверхдислокаций. Вогнутая форма кривых упрочнения, получаемая в модельных расчетах при низких температурах качественно соответствует экспериментально наблюдаемой [23] как для упорядоченных, так и для разупорядоченных сплавов (рис. 1, б, в и 4, б, в соответственно). Повышение температуры деформирования приводит к спрямлению кривых $\tau(\epsilon)$, что также качественно соответствует экспериментальным данным. Кроме этого следует отметить и качественное соответствие расчетных кривых экспериментальным наблюдениям, представляющим изменения кривых деформационного упрочнения для различных температур при переходе от упорядоченного к разупорядоченному состояниям сплава (рис. 1, б, в – 4, б, в). Наибольшее соответствие между экспериментально наблюдаемыми изменениями кривых деформационного упрочнения и теоретическими для закаленного выше температуры фазового перехода сплава имеет место в случае расчетов, проведенных для исходного состояния порядка $\eta(0) = 0,3$ (рис. 3, б, в). Полученный результат может свидетельствовать о том, что до момента начала деформирования, проводимого при высокой температуре, вследствие длительного разогрева образца до температуры деформирования (время разогрева составляет, как правило, 1,5 – 2 часа), в монокристалле устанавливался невысокий дальний атомный порядок ($\eta < 0,3$), обусловленный процессами температурного упорядочения.

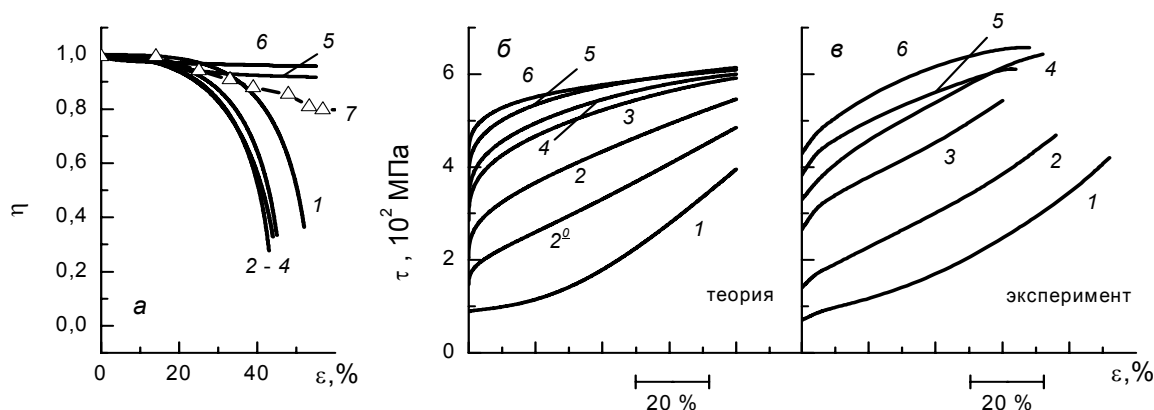


Рис. 5. Зависимости параметра дальнего порядка от степени деформации – а, кривые деформационного упрочнения – б, в (б – модельные расчеты, в – экспериментальные данные [3]) для упорядоченных ($\eta(0) = 1$) по типу $L1_2$ сплавов с высокой энергией АФГ, полученные при различных температурах деформирования, К: кр. 1 – 77, кр. 2^л – 190, кр. 2 – 293, кр. 3 – 423, кр. 4 – 473, кр. 5 – 573, кр. 6 – 673.

Кр. 7 на рис. 2, а соответствует экспериментальным измерениям для поликристалла сплава Ni_3Al , полученным при комнатной температуре рентгеноструктурными исследованиями в работе [14].

Изложенные выше закономерности, наблюдаемые экспериментально [23] и теоретически, получены при использовании параметров характерных для сплава Ni_3Fe , обладающего в упорядоченном состоянии сверхструктурой $L1_2$ и низкой энергией АФГ (низкой энергией упорядочения). Существенное влияние на изменение с температурой формы кривых деформационного упрочнения оказывает величина энергии упорядоче-

ния сплава. Для сплавов с высокой энергией АФГ при низких температурах, как установлено в работах [2, 23], характерными являются кривые деформации, обращенные кривизной вниз (рис. 5, в). Повышение температуры деформирования сопровождается спрямлением этих кривых с дальнейшим возникновением параболичности, обращенной кривизной вверх. Такие же характерные изменения наблюдаются и в наших модельных расчетах (рис. 5, б), получаемых при решении системы уравнений (2) с использованием параметров для сплава Ni_3Ge [4], обладающего высокой энергией упорядочения.

На рис. 5, а представлено сравнение теоретических и экспериментальных [14] зависимостей параметра дальнего порядка от степени деформации $\eta(\varepsilon)$ для сплавов с высокой энергией упорядочения. Можно видеть, также как и в случае сплавов с низкой энергией упорядочения (рис. 1, а), удовлетворительное согласие этих зависимостей до деформаций порядка 40 %. При более глубоких деформациях модельные представления не соответствуют экспериментальным закономерностям. Это связано, прежде всего, с тем, что в предлагаемой нами модели (2) не учтены особенности формирования разрушения и восстановления ближнего порядка, который в модели (2) представлен как микродоменная структура с малым эффективным дальним порядком равным $\eta(0) = 0,1$. Такое приближение является весьма грубым и вероятно не может быть принято для адекватного описания состояния сплава с ближним порядком, формирующимся под воздействием пластической деформации. По этой причине модель, (2), в которой разрушение дальнего порядка рассматривается преимущественно как процесс механического перемешивания твердого сплава вследствие движения дислокаций, не может быть распространена на деформации, превышающие 35 – 40 %.

Список литературы

1. Старенченко В.А., Соловьева Ю.В. Природа термического упрочнения в сплавах со сверхструктурой $L1_2$ // Изв. вузов. Физика. 2002. Т.45. № 3 .с.41-51.
2. Старенченко В.А., Соловьева Ю.В., Абзаев Ю.А., Козлов Э.В., Шпейзман В.В., Николаев В.И., Смирнов Б.И. Эволюция дислокационной структуры при деформации монокристаллов сплава Ni_3Ge разной ориентации. // ФТТ. 1998. т. 40. № 4. с. 672 – 680.
3. Старенченко В.А., Соловьева Ю.В., Абзаев Ю.А. Накопление дислокаций и термическое упрочнение в сплавах со сверхструктурой $L1_2$. // ФТТ. 1999. т. 41. вып. 3. с. 454 – 460.
4. Старенченко В.А., Соловьева Ю.В., Абзаев Ю.А., Николаев В.И., Шпейзман В.В., Смирнов Б.И. Ориентационная зависимость термического упрочнения монокристаллов сплава Ni_3Ge . // ФТТ. 1996. т. 38. № 10. с. 3050 – 3058.
5. Гринберг Б.А., Сюткина В.И. Новые методы упрочнения упорядоченных сплавов.-Москва: Металлургия. 1985. 176с.
6. Kear B.H. Cross-slip, antiphase defects and work hardening in ordered Cu_3Au //Acta Met. 1966. 14. p. 659 – 677.
7. Kear B. H. Dislocation configurations and work hardening in Cu_3Au crystals // Acta Met. 1964. V12. N5. p. 555 – 569.
8. Kear B. H., Wilsdorf H.G.B. Dislocation configuration in plastically deformed polycrystalline Cu_3Au alloys // Trans. Metallurg. Soc. AIME.-1962.-V224.-N2.-p.382-386.
9. Попов Л.Е., Козлов Э. В., Терешко И.В. Деформационное упрочнение сплава Ni_3Al // ФММ. 1968. 26. Вып.4. с. 709 – 716.
10. Старенченко В.А., Соловьева Ю.В., Абзаев Ю.А., Попов Л.Е. Динамика дислокаций и термическое упрочнение в сплавах со сверхструктурой $L1_2$ // Изв. Вузов Физика. 1996. № 2. с. 57 – 61.
11. Попов Л.Е., Козлов Э.В. Механические свойства упорядоченных твердых растворов.- М.:Металлургия. 1970. 216с.
12. L.E. Popov, Yu. Sharkeev, N.A. Koneva, N.A. Enshina Conservative jog slip on superdislocations and work hardening of ordered alloys // Phys. Stat. Sol.(a). 1976. 32. p. 701 – 708.

13. Старенченко В.А., Пантюхова О.Д., Старенченко С. В., Колупаева С.Н. Деформационное разрушение дальнего порядка в $L1_2$ – сплавах, связанное с генерацией сверхдислокаций // Изв. Вузов Физика. 2000. № 12. с. 29-34.
14. Старенченко С.В., Замятина И.П., Старенченко В.А. Деформационное воздействие на состояние дальнего атомного порядка крупнокристаллического Ni_3Al и монокристаллического Ni_3Fe сплавов. // Изв. вузов. Физика (Приложение). 2002. № 8. с. 12 – 19.
15. Старенченко С.В., Замятина И.П., Старенченко В.А., Козлов Э.В. Фазовый переход порядок – беспорядок в сплаве Cu_3Pd , индуцированный пластической деформацией. // Изв. вузов. Физика. 2000. № 8. с. 3 – 9.
16. Старенченко С.В., Сизоненко Н.Р., Старенченко В.А., Козлов Э.В. Деформационное разупорядочение сплава Au_4Zn . // ФММ. 1996. т. 81. вып. 1. с. 84 – 90.
17. Старенченко В.А., Пантюхова О.Д., Старенченко С.В. Моделирование процесса деформационного разрушения дальнего порядка в сплавах со сверхструктурой $L1_2$. // ФТТ. 2002/ т. 44. вып. 5. с. 950 – 957.
18. Старенченко В.А., Абзаев Ю.А., Черных Л.Г. Феноменологическая теория термического упрочнения сплавов со сверхструктурой $L1_2$. // Металлофизика. 1987. т. 2. № 9. с. 22 – 28.
19. Старенченко С.В. Закономерности термического и деформационного фазовых переходов порядок-беспорядок в сплавах со сверхструктурами $L1_2$, $L1_2(M)$, $L1_2(MM)$, $D1_a$: Дисс. ... докт. ф.-м. наук. Томск. 2003. 592 с.
20. Попов Л.Е., Пудан Л.Я., Колупаева С.Н., Кобытев В.С., Старенченко В.А. Математическое моделирование пластической деформации. – Томск: Изд-во Том. ун-та. 1990. 184 с.
21. Старенченко В.А., Старенченко С.В., Колупаева С.Н., Пантюхова О.Д. Генерация точечных дефектов в сплавах со сверхструктурой $L1_2$. // Изв. вузов. Физика. 2000. № 1. с. 66 – 70.
22. Пудан Л.Я., Терентьева И.А., Старенченко В.А., Попов Л.Е. Теоретическое описание атомного упорядочения в процессе деформации сплавов со сверхструктурой $L1_2$. // Изв. вузов. Физика. 1989. № 5. с. 113 – 115.
23. Старенченко В.А. Экспериментальное исследование и математическое моделирование деформационного и термического упрочнения монокристаллов ГЦК чистых металлов и сплавов со сверхструктурой $L1_2$: Автореф. дисс. ... доктора физ.-мат. наук. Томск, 1991. 39 с.

СТРУКТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СПЛАВАХ ЖЕЛЕЗА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПОТОКА ПОРОШКОВЫХ ЧАСТИЦ

**Зельдович В. И., Коршунов Л. Г., Хомская И. В., Фролова Н. Ю.,
Хейфец А. Э., Ушеренко С. М.**

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

При воздействии высокоскоростного потока разогнанных взрывом порошковых частиц на металлическую преграду отдельные частицы проникают внутрь преграды на расстояния, превышающие их размер в 100-1000 раз. Это явление называют сверхглубоким прониканием [1]. Считается, что проникание происходит по каналам, которые частично или полностью захлопываются после прохождения частиц. Вследствие небольшой доли (до 1%) проникших частиц структурные изменения в преграде, связанные с прониканием, носят локальный характер. Структурные и фазовые превращения в материале преграды обусловлены, главным образом, воздействием ударных волн, кото-

рые возбуждаются при соударении потока с преградой. Особенность возбужденных ударных волн заключается в неоднородности воздействия и большой длительности, достигающей 100-200 мкс.

При исследовании микроструктуры преград из железо-никелевых, железо-марганцевых сплавов и сталей, подвергнутых действию потока частиц SiC или Cr, были рассмотрены изменения структуры, вызванные ударными волнами, и изменения, связанные с собственно прониканием. В сплаве Fe-32%Ni наблюдали участки, в которых линзовидные кристаллы мартенсита испытали частичное превращение в аустенит, что соответствует давлению в ударной волне 8 ГПа. В сплаве Fe-6%Ni с исходной ферритной структурой наблюдали следы цикла $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ превращений, появляющиеся при давлении более 12 ГПа. Следовательно, «фоновое» давление в отдельных участках преград составляет ~10 ГПа. При таком давлении температурные эффекты ударных волн незначительны и не могут повлиять на структуру сплавов железа. В сплаве Fe-21%Mn с исходной ($\gamma + \epsilon$)-структурой воздействие потока частиц привело к образованию 5-6% α -фазы. Так как α -фаза имеет больший удельный объем, чем ϵ - и γ -фазы, то причина ее образования - не давление в ударной волне, а деформация.

Часть преграды от поверхности воздействия на глубину 3-5 мм испытывает пластическую деформацию осадкой (сжатие), остальная часть подвергается высокоскоростной деформации, связанной с прохождением ударных волн. Эта деформация проявляется как равномерная и локализованная. Равномерная деформация приводит к повышению плотности дислокаций и появлению двойников, локализованная - к появлению полос сдвига.

Методами металлографии, дифракционной электронной микроскопии и локального рентгеноспектрального анализа в материалах преград были найдены отдельные проникшие частицы SiC и Cr. Размер проникших частиц был на два порядка меньше, чем исходных. При электронно-микроскопических исследованиях часто наблюдали специфические экстинкционные контуры в виде «пауков», связанные, вероятно, с полями упругих напряжений вокруг захлопнувшихся каналов сверхглубокого проникания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 03-03-33028.

1. Ушеренко С.М. Сверхглубокое проникание частиц в преграды и создание композиционных материалов. 1998. Минск. НИИ импульсных процессов. 210 с.

ДЕФОРМАЦИЯ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СТАЛИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

Зельдович В. И., Фролова Н. Ю., Хейфец А. Э., Пурыгин Н. П.

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

Действие ударных волн складывается из нескольких факторов. Высокое давление, которое действует в течение нескольких микросекунд, вызывает превращения с образованием фаз высокого давления. Вследствие кратковременности воздействия такие фа-

зовые превращения происходят мартенситным механизмом. В железе и его сплавах при небольшой концентрации легирующих элементов фазой высокого давления является гексагональная ϵ -фаза, в железо-никелевых сплавах с содержанием никеля около 30% - гранецентрированная γ -фаза.

Другим фактором действия ударных волн является высокоскоростная пластическая деформация. Эта деформация бывает равномерной и локализованной. Равномерная деформация распространяется на весь объем материала. Локализованная деформация происходит в отдельных местах и проявляется в виде участков локализованного течения, в том числе полос адиабатического сдвига.

При взаимодействии ударных волн и волн разрежения возникают большие растягивающие напряжения, которые приводят к явлениям откола. По-видимому, на ранних стадиях откола возникают многочисленные трещины, слияние которых приводит к разрушению.

Действие мощных ударных волн сопровождается значительным повышением температуры. По данным [1] действие ударной волны с давлением 200 ГПа приводит к плавлению железа. В наших экспериментах со стальными шаровыми образцами [2] остаточной температуре ~ 1800 К (температуре плавления среднеуглеродистой стали) соответствовало давление ударной волны 200 ГПа.

В докладе рассматриваются структурные изменения в стали с исходной феррито-перлитной структурой, связанные с деформацией и с повышением температуры, вызванные действием квазисферических сходящихся ударных волн с давлением до 300 ГПа. Пластины цементита (хрупкая составляющая перлитной структуры) «ломаются» при ударно-волновом нагружении, пластины феррита (пластичная составляющая) – деформируются, сохраняя сплошность. Электронно-микроскопические наблюдения смещения «осколков» разрушенных пластин относительно друг друга позволяют наблюдать «тонкие» особенности равномерной деформации микрообъемов материала размерами 0.1-0.3 мкм. Деформации в пластинчатой структуре перлита существенно зависят от ориентации пластин относительно фронта ударной волны.

Локализованная деформация проявляется в виде полос адиабатического сдвига, расположение полос определяется геометрией ударно-волнового нагружения. В полосах адиабатического сдвига наблюдаются участки плавления и перекристаллизации, что приводит к измельчению зерна. По мере схождения ударных волн давление и температура возрастают, и сталь испытывает полиморфное превращение и затем плавление.

Список литературы

1. Высокоскоростные ударные явления. 1973. М.: «Мир». 533 с.
2. Зельдович В.И., Литвинов Б.В., Пурыгин Н.П. и др. Доклады АН. 1995. Т.343. № 5. С.621-624.

НЕЙТРОНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ В19'-МАРТЕНСИТА СПЛАВА Ti-50.0 ат.%Ni ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ И НАПРЯЖЕНИЯ

Коротичский А. В.¹⁾, Прокошкин С. Д.¹⁾, Тамонов А. В.²⁾,
Хмелевская И. Ю.¹⁾, Карцева Е. А.¹⁾

¹⁾ Московский Институт Стали и Сплавов, г. Москва, Россия
akorotitskiy@fromru.com, prokoshkin@tmo.misis.ru

²⁾ Объединенный Институт Ядерных Исследований, г. Дубна, Россия
tamonov@nf.jinr.ru

Методом времяпролетной нейтронографии *in situ* исследовано изменение межплоскостных расстояний d_{hkl} в решетке В19'-мартенсита закаленного сплава Ti-50.0 ат.%Ni при нагреве и охлаждении, в т.ч. в интервале прямого - обратного мартенситного превращения, в отсутствие и под воздействием растягивающего и сжимающего напряжения. Параметры решетки В19'-мартенсита закаленного эквивалентного сплава Ti-Ni, определенные нейтронографически и рентгенографически в отсутствие внешней нагрузки, совпадают и ведут себя одинаково (в пределах погрешности) при нагреве, включая область обратного мартенситного превращения, и в ходе охлаждения после цикла фазового наклепа. При этом после цикла фазового наклепа, наблюдается “недовозврат” d_{hkl} и рассчитанных по ним “кажущихся” параметров решетки мартенсита к значениям, соответствующим исходному закаленному состоянию. Наличие растягивающего напряжения значимо не изменяет закономерностей изменения d_{hkl} при нагреве, но увеличивает “недовозврат” значений d_{hkl} , перпендикулярных оси растяжения.

При рентгенографическом исследовании *in situ* бинарного сплава Ti-50.0 ат.%Ni с памятью формы было обнаружено различие параметров кристаллической решетки В19'-мартенсита (ПРМ), образовавшегося из деформационно- или фазонаклепанной высокотемпературной фазы, и мартенсита, образовавшегося из рекристаллизованной высокотемпературной фазы [1-3]. В [3] предположено, что это различие может быть обусловлено влиянием внутренних напряжений, связанных с присутствием развитой дислокационной субструктуры в наклепанном аустените. Кроме того, в [4] показано, что при рентгенографической съемке от взаимно перпендикулярных плоскостей одного семейства $(hkl)_{В19'}$ деформированного сплава Ti-50.0 ат.%Ni межплоскостное расстояние одноименных плоскостей d_{hkl} не только разное, но и может иметь разнонаправленные температурные изменения. В качестве причины этого различия также рассматриваются внутренние напряжения. Эти результаты ставят под сомнение истинность величин ПРМ, рассчитываемых по данным дифракционных методов в наклепанных сплавах Ti-Ni.

В этой связи представлялось целесообразным провести прямое экспериментальное исследование влияния внешнего напряжения на дифракционную картину В19'-мартенсита (в том числе, и при изменении температуры) – в сравнении с ненапряженным состоянием. В качестве метода исследования выбрали времяпролетную нейтронографию, позволяющую одновременно получить наборы межплоскостных расстояний d_{hkl} от двух взаимноперпендикулярных плоскостей образца (например, ориентированных перпендикулярно и параллельно оси растяжения). Указанную технику уже использовали при исследовании сплавов Ti-Ni [5-7], но не в контексте изучения изменений

ПРМ. Кроме того, важно было проверить, совпадают ли параметры решетки мартенсита и закономерности их температурных изменений, получаемые по данным исследований поверхностного слоя закаленных образцов в [1-3] (рентгенографически) и во всем их объеме (нейтронографически).

Исследовали сплав Ti-50.0 ат. %Ni (номинального состава, как один из сплавов в [1-3], но другой плавки). Характеристические температуры мартенситных превращений после закалки от 700°C, 30 мин по данным дилатометрического анализа составили: $M_S = 70^\circ\text{C}$, $M_f = 25^\circ\text{C}$, $A_S = 90^\circ\text{C}$, $A_f = 130^\circ\text{C}$. Признаков R-превращений не наблюдали.

Из горячекатаных пластин сплава вырезали образцы в виде плоских гантелей общей длиной 150 мм, длиной рабочей части 70 мм, шириной рабочей части 10 мм и концов под захваты 25 мм. Образцы закаливали от 700°C, 30 мин в воде. Окисленный поверхностный слой удаляли химическим травлением.

Нейтронографическое исследование проводили на времяпролетном дифрактометре высокого разрешения ФСД [9], который является специализированным дифрактометром для изучения внутренних напряжений методом нейтронной дифракции. В качестве источника нейтронов использовали высокопоточный импульсный реактор ИБР-2 (ОИЯИ, г. Дубна). Дифрактометр оборудован нагрузочной машиной для одноосного растяжения и нагревательной печью для проведения съемок *in situ*. Два закаленных образца, сложенных плоскими поверхностями друг к другу (для увеличения рассеивающего объема), помещали в захваты установки для растяжения на дифрактометре. Ось растяжения была ориентирована таким образом, чтобы одновременно получать отдельно спектры d_{hkl} , формируемые отражениями от плоскостей (hkl), перпендикулярных и параллельных оси растяжения. Рассеивающий объем составлял $4 \times 10 \times 10$ мм. В первой серии экспериментов съемки проводили в свободном состоянии, не нагружая образцы, последовательно при температурах 15°C, 80°C (структура сплава – В19'-мартенсит), 105°C (мартенсит и В2-аустенит в примерно равных количествах); затем образцы нагревали до 160°C (выше A_f), охлаждали до 15°C, и при этой температуре проводили съемку.

Затем образцы перезакаливали от 700°C, 30 мин и после удаления окисного слоя химическим травлением проводили вторую серию съемок: при 15°C без нагружения, затем под напряжением 300 МПа, далее под напряжением 300 МПа при 80°C (везде - мартенсит) и 140°C¹⁾ (мартенсит и примерно 30% аустенита), затем под этим же напряжением образцы нагревали в аустенитную область и охлаждали до температуры 15°C, при которой поддерживали напряжение 160 МПа и проводили заключительную съемку. Точность определения межплоскостного расстояния d_{hkl} составляла $\pm (0.0001 \div 0.0002)$ нм для разных линий.

Рентгенографическое исследование проводили при комнатной температуре на установке ДРОН-2.0 в $\text{Fe}_{K\alpha}$ -излучении. Образец размером $2 \times 10 \times 15$ мм вырезали из прокатанной полосы, закаливали от 700°C, 30 мин, после чего механической шлифовкой и химическим травлением удаляли окисный слой 0.2 мм.

Параметры моноклинной решетки В19'-мартенсита: периоды a , b и c и угол моноклинности β рассчитывали методом наименьших квадратов по разному количеству линий аналогично [1-3].

1) Расширение интервала обратного превращения, очевидно, обусловлено стабилизацией мартенсита вследствие локальной пластической деформации при подгрузке образцов для поддержания $\sigma = 300$ МПа в ходе нагрева.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим сначала результаты исследования ненагруженных образцов²⁾

Величины d_{hkl} , определенные из нейтронограммы, снятой при $T_{\text{комн}}$ непосредственно после закалки, хорошо совпадают с рассчитанными из рентгенограммы в этом же состоянии. Соответственно и все рассчитанные для обоих случаев ПРМ³⁾ в пределах ошибки совпадают (Рис.1), так же, как и ПРМ, рассчитанные по данным нейтронографических съемок от двух взаимноперпендикулярных плоскостей образца⁴⁾ (Рис. 2). Следовательно съемки кристаллической структуры поверхностного слоя (рентгенографические) точно описывают истинную структуру в объеме образца (определяемую нейтронографически). Естественно, сказанное относится к изотропным образцам. Отметим, что ПРМ в исследуемом сплаве близки по величине к ПРМ доэквиатомного и эквиатомного сплавов Ti–Ni, исследованных ранее рентгенографически [1-3].

Нагрев ненагруженного образца в области существования мартенсита и далее в области его частичного обратного превращения приводит к закономерным анизотропным изменениям d_{hkl} ⁵⁾ и соответственно ПРМ (Рис.3,б, 4, а,1,2). Изменения d_{hkl} совпадают по знаку с изменениями соответствующим d_{hkl} , определенными ранее в эквиатомном сплаве рентгенографически в [1-3] (Рис.3, а), и близки к ним по абсолютной величине.

Такой же вывод следует и из сравнения поведения при нагреве ПРМ, определенных двумя методами (см. рис. 1, 2 и [1-3]). Расчет ПРМ по отражениям от плоскостей ненагруженного образца, перпендикулярных и параллельных оси растяжения, дает близкие результаты (см. рис.2).

Таким образом, изменения ПРМ закаленных бинарных сплавов Ti–Ni при нагреве, фиксируемые рентгенографически [1-3,8], подтверждаются и нейтронографически на объемном образце.

После выхода в чисто аустенитную область и последующего охлаждения до комнатной температуры при рентгенографическом исследовании наблюдали “недовозврат” рентгеновских линий в их исходные позиции, которые они занимали перед нагревом, и соответствующий недовозврат параметров решетки (связываемый с влиянием фазового наклепа, возникающего в аустените)[1-3]. Подобный “недовозврат” d_{hkl} и ПРМ наблюдается и при нейтронографическом исследовании (см. рис.1, 2, 3,б, 4,а), хотя не везде так явно в связи с меньшей точностью нейтронографического эксперимента. Так, недовозврат значим для параметра β и только в некоторых случаях для b и c (см. рис.1, 2).

Далее исследовали влияние внешнего напряжения на решетку мартенсита и ее изменение при нагреве-охлаждении. Сначала провели нейтронографическую съемку перезакаленных образцов при комнатной температуре в свободном состоянии. Повторяемость съемок оказалась хорошей: d_{hkl} и ПРМ после первой и второй закалок хорошо совпадали (см. рис.1).

²⁾ Расчет по 15 линиям ((001), (100), (10 $\bar{1}$), (111), (10 $\bar{2}$), (021), (11 $\bar{2}$), (102), (120), (12 $\bar{1}$), (112), (003), (013), (031), (032)) и 12 линиям (исключая (100), (10 $\bar{1}$) и (021)) дает значения ПРМ, не различающиеся в пределах погрешности.

³⁾ При расчете ПРМ по рентгенограмме использовали линии (110), (002), (11 $\bar{1}$), (020) и (111).

⁴⁾ В этом случае ПРМ рассчитывали по 10 линиям: (011), (100), (111), (11 $\bar{2}$), (120), (12 $\bar{1}$), (112), (003), (013) и (032).

⁵⁾ d_{hkl} плоскостей: (011), (100), (111), (021), (102), (120), (12 $\bar{1}$), (112), (031) и (032) – увеличиваются, а d_{hkl} плоскостей: (10 $\bar{1}$), (10 $\bar{2}$), (11 $\bar{2}$), (003) и (013) – уменьшаются.

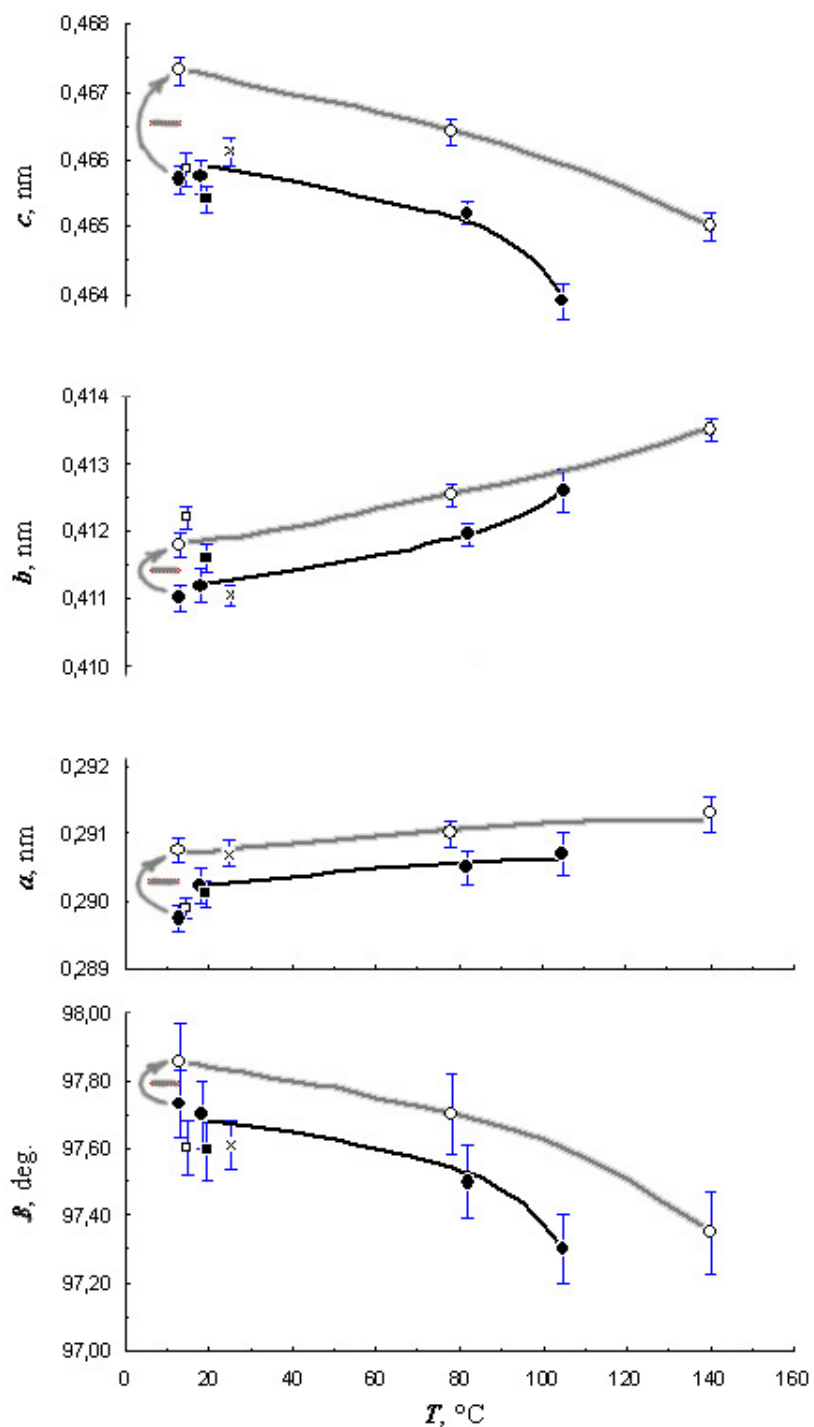


Рис. 1. Температурные зависимости параметров решётки B19'-мартенсита (от плоскостей перпендикулярных оси растяжения)

- (●,■) - без нагрузки
- (○,□) - под растягивающим напряжением 300 МПа
- (●,○) - при нагреве
- (■,□) - после цикла "обратное-прямое превращение".
- × - по данным рентгенограммы.
- - уровни отсчета недовозвратов ПРМ под напряжением 160 МПа.

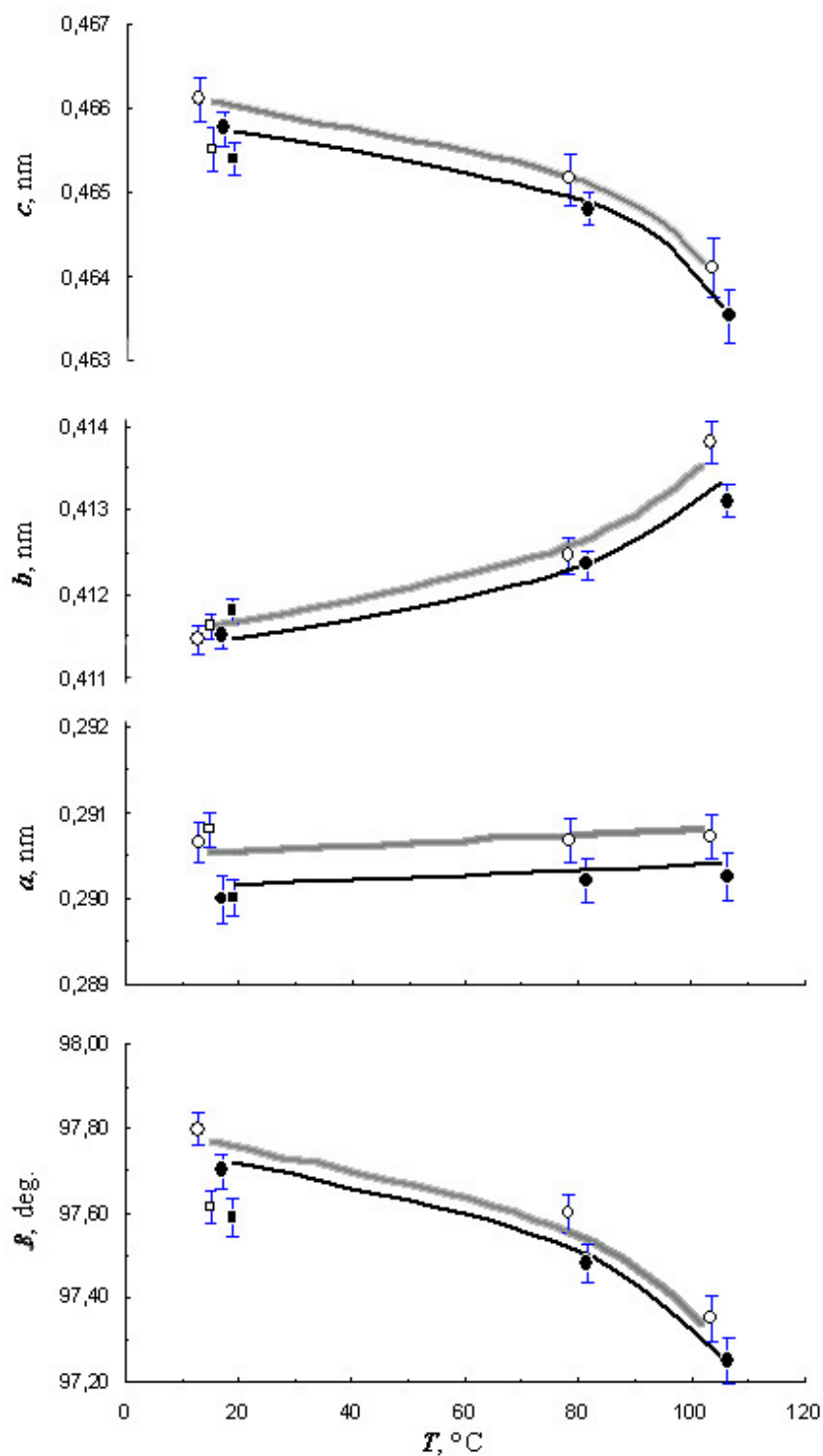
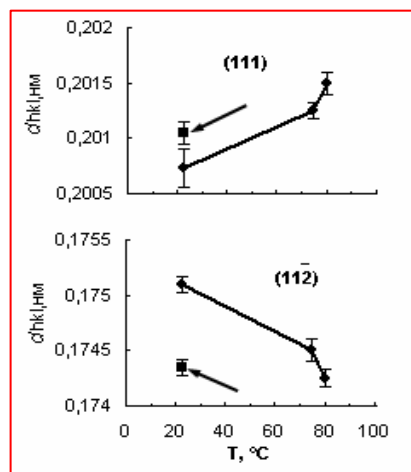
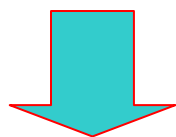


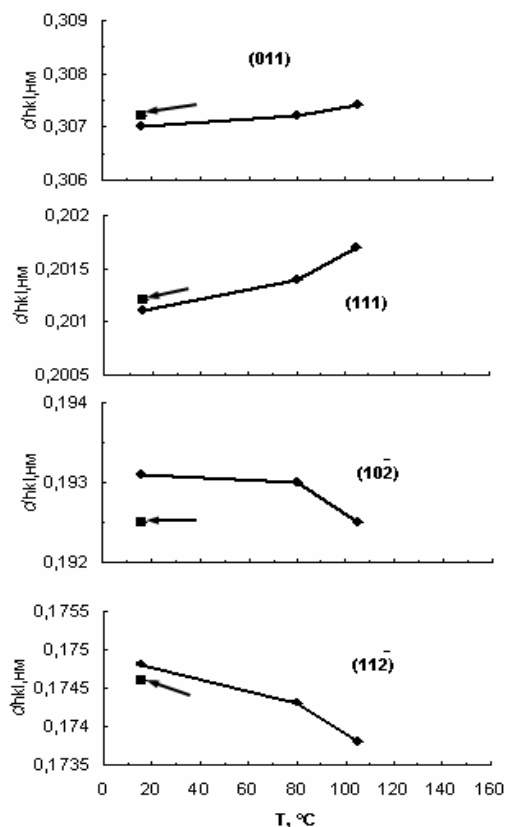
Рис. 2. Сравнительные температурные зависимости параметров решётки B19'-мартенсита без внешней нагрузки (полученные от взаимно перпендикулярных плоскостей)

- (●, ■) – от плоскостей поперек образца
- (○, □) – от плоскостей вдоль образца
- (●, ○) - при нагреве
- (■, □) - после цикла "обратное-прямое превращение"

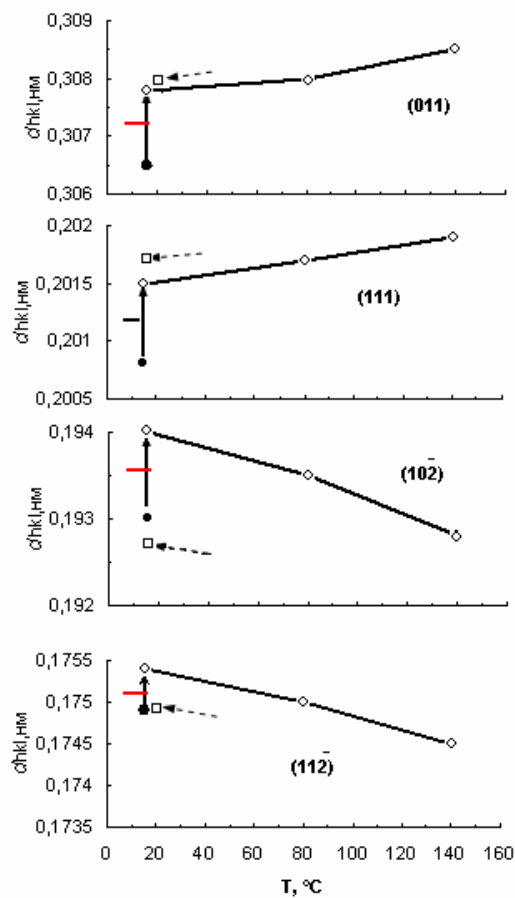
Данные рентгеновского исследования



(a)



(б)



(c)

(●, ■) - без нагрузки
(○, □) - под растягивающим напряжением
300 МПа
— - уровни отсчета недовозвратов
ПРМ под напряжением 160 МПа.

Рис. 3. Температурные изменения некоторых d_{hkl} В19'-мартенсита (плоскости перпендикулярны оси растяжения)

(●, ○) - при нагреве
(■, □) - после цикла "обратное-прямое превращение"

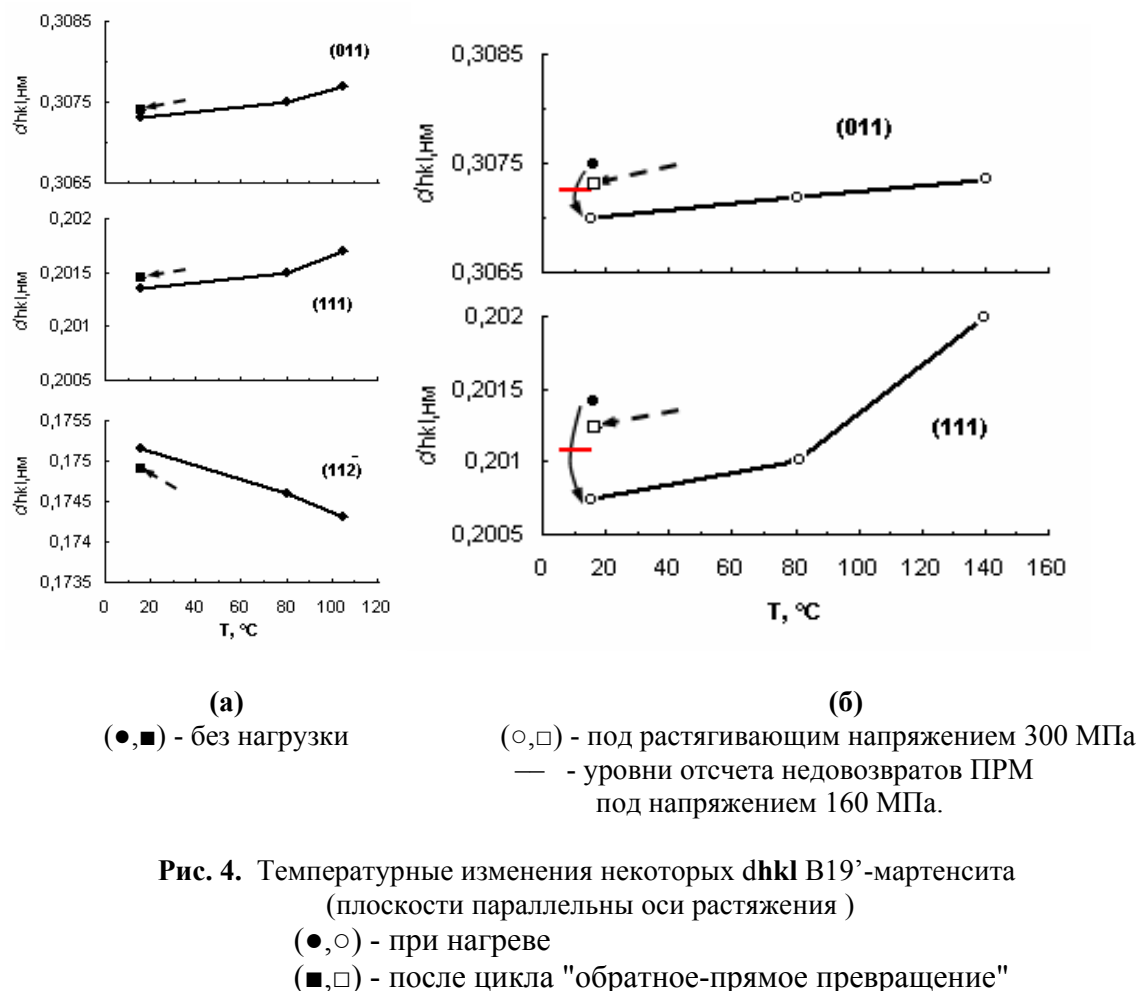


Рис. 4. Температурные изменения некоторых d_{hkl} В19'-мартенсита (плоскости параллельны оси растяжения)
 (●, ○) - при нагреве
 (■, □) - после цикла "обратное-прямое превращение"

Приложение растягивающего напряжения $\sigma = 300$ МПа приводит к естественному увеличению d_{hkl} кристаллографических плоскостей, перпендикулярных направлению растяжения (см. рис.3с). Относительное увеличение d_{hkl} анизотропно: для плоскостей (hkl) , имеющих достаточно большое d_{hkl} , приблизительная оценка модуля упругости в направлениях, перпендикулярных (hkl) , дает: 70 ГПа для (011), 90 ГПа для (111), 60 ГПа для $(10\bar{2})$.

Соответственно, рассчитанные по полученным d_{hkl} «кажущиеся»⁶⁾ ПРМ a , b , c и ω увеличились (показано стрелкой на рис.1). Здесь нужно заметить, что определение «кажущихся» параметров решетки уместно, т.к. это позволит выявить влияние напряжений на рассчитываемые параметры решетки и их изменения, в т. ч. недовозврат.

При нагреве под растягивающим напряжением $\sigma = 300$ МПа d_{hkl} изменяются, повторяя закономерности их изменения в ненапряженном образце (см. рис.3,б и 3,с). Величины изменений разных d_{hkl} под напряжением и в его отсутствие в среднем при сравнении всех принятых во внимание (hkl) одинаковы. Поэтому одинаковы и изменения рассчитанных по d_{hkl} ПРМ при нагреве под напряжением и без него (см. рис.1).

⁶⁾ Рассчитанные ПРМ в этом случае – кажущиеся, т.к. они не соответствуют «средней» решетке поскольку схема напряженного состояния анизотропна, по-разному ориентированные кристаллы мартенсита претерпевают разную упругую деформацию, а измеряемые нами d_{hkl} соответствуют только тем кристаллам, в которых отражающие плоскости (hkl) перпендикулярны оси растяжения.

В то же время недовозврат d_{hkl} и ПРМ после выхода в аустенитную область и охлаждения до $T_{комн}$ под растягивающим напряжением больше, чем в отсутствии напряжения⁷⁾ (см. рис. 1, 3,б, 3,с и табл.1).

Межплоскостные расстояния d_{hkl} плоскостей, ориентированных параллельно оси растяжения, при растяжении уменьшаются вследствие пуассоновского сжатия (см. рис. 4,б). Смещения линии невелики (причем в этом случае надежно зарегистрировать удалось только линии (011), (111), (120) и (032)), а потому, точно определить коэффициент Пуассона было невозможно. Изменения d_{hkl} при нагреве по знаку и величине такие же, как и в отсутствие напряжения, а недовозврат d_{hkl} после охлаждения также существует, его величина приблизительно такая же, как и в отсутствие внешнего напряжения.

Таким образом, дополнительное внешнее напряжение, действующее в ходе обратного и последующего прямого мартенситных превращений, приводит к дополнительным анизотропным отклонениям d_{hkl} и рассчитываемых по ним кажущихся параметров решетки В19'-мартенсита, образовавшегося во втором цикле "обратное-прямое превращения", от их величин в исходном закаленном состоянии. Эти дополнительные смещения совпадают по направлениям со смещениями d_{hkl} и рассчитанных по ним параметров решетки В19'-мартенсита, образовавшегося из аустенита, находившегося в состоянии деформационного или фазового наклепа (см. [1-3]).

Следовательно вероятной причиной отличия d_{hkl} и параметров решетки мартенсита, образовавшегося из наклепанного аустенита, от соответствующих параметров закаленного мартенсита являются поля напряжений от дислокационной субструктуры и/или остаточных напряжений другого происхождения в исходном аустените. Причины же такого влияния напряжений нуждаются в дальнейших исследованиях. Следует подчеркнуть, что имеется в виду не прямое влияние напряжений на решетку мартенсита через ее искажение из-за анизотропии модуля упругости E_{hkl} , поскольку в условиях внешнего растяжения d_{hkl} некоторых плоскостей (hkl), перпендикулярных оси растяжения, например, $(10\bar{2})$, $(11\bar{2})$, (003) , (013) , оказываются после цикла фазового наклепа под напряжением меньшими, чем в исходном нагруженном состоянии (см. "недовозврат" d_{hkl} со стороны меньших значений, рис. 3,с). Непосредственное же воздействие растяжения увеличивает все d_{hkl} (см. рис. 3,с).

Таблица 1. Сравнение "недовозврата" d_{hkl} и параметров решетки мартенсита после полного цикла "обратное-прямое превращение" в случаях $\sigma = 0$ МПа и растягивающего напряжения $\sigma = 160$ МПа.

d_{hkl} и параметры решетки	Недовозврат, нм (для β - град.)	
	$\sigma = 0$ МПа	$\sigma \neq 0$ МПа
d_{011}	0,00015	0,00075
d_{111}	0,00013	0,00050
$d_{10\bar{2}}$	-0,00060	-0,00085
$d_{11\bar{2}}$	-0,00017	-0,00032
d_{102}	0,00015	0,00025
d_{120}	0,00007	0,00020
$d_{12\bar{2}}$	0,00015	-0,00015
d_{112}	0,00008	0,00010
d_{003}	-0,00008	-0,00005
d_{013}	0	-0,00008
d_{031}	0,00009	0,00017
d_{032}	0,00010	0,00012
c	-0,00045	-0,00065
b	0,00040	0,00070
a	-0,00005	-0,00035
β	-0,15	-0,30

⁷⁾ При определении недовозврата под напряжением в результате охлаждения после выхода в аустенитную область учитывали, что напряжение при этом составляло не 300, а 160 МПа. Поэтому точкой отсчета для каждого недовозврата d_{hkl} и параметра решетки служило значение величины, смещенное из исходного положения при $\sigma = 0$ на 8/15 смещения, наблюдаемого при 300 МПа; уровень отсчета показан горизонтальными черточками на рис.1,3б.

Отметим, что в рентгеновских экспериментах [1-3] одинаковые по направлениям смещения линий относительно их положений в закаленном состоянии наблюдали в случаях изотропного фазового наклепа и частичного возврата после анизотропной холодной деформации. В последнем случае отражение давали только плоскости (hkl), параллельные направлению прокатки, и поэтому рассчитанные по соответствующим d_{hkl} параметры на самом деле – «*кажущиеся*».

Оценка модулей упругости E_{hkl}^A по изменениям d_{hkl} В2-аустенита под напряжением (при температурах в интервале 65 – 160°C) дает следующие значения: $E_{100}^A = 30 \div 40$ ГПа, $E_{110}^A = 65$ ГПа, $E_{111}^A = 80$ ГПа, $E_{210}^A = 40 \div 50$ ГПа. Коэффициент линейного теплового расширения аустенита под напряжением, измеренный для этих $\langle hkl \rangle$ в интервале 65 – 160°C, находится в пределах $(1.3 \div 1.9) \times 10^{-5}$ град⁻¹, что близко к среднему значению коэффициента, получаемого при дилатометрии этого сплава в отсутствии внешнего напряжения.

ВЫВОДЫ

■ Параметры решетки В19'-мартенсита закаленного эквиатомного сплава Ti-Ni, определенные рентгенографически и нейтронографически, совпадают и ведут себя одинаково при нагреве, включая область обратного мартенситного превращения, и в результате охлаждения после цикла фазового наклепа в отсутствии внешней нагрузки. Иными словами, в изотропном случае рентгенографическая съемка поверхностного слоя точно описывает кристаллическую структуру мартенсита в объеме образца (определяемую нейтронографически).

■ Растягивающее напряжение не изменяет значимо закономерностей изменения d_{hkl} при нагреве, но увеличивает «недовозврат» значений межплоскостных расстояний d_{hkl} плоскостей, перпендикулярных оси растяжения, и рассчитанных по ним «кажущихся» параметров решетки мартенсита после цикла фазового наклепа к их значениям, соответствующим исходному закаленному мартенситу. Поэтому вероятной причиной отличия рассчитываемых по отражениям от параллельных плоскостей с разными (hkl) параметров решетки мартенсита, образовавшегося из наклепанного аустенита, от соответствующих параметров закаленного мартенсита, образовавшегося из рекристаллизованного аустенита, является влияние полей напряжений от дислокационной субструктуры и/или остаточных напряжений другого происхождения в исходном аустените. Это влияние не состоит в прямом искажении решетки вследствие анизотропии модулей упругости.

Список литературы

1. Prokoshkin S.D., Brailovski V., Turenne S., Khmelevskaya I. Yu., Korotitskiy A.V., Trubitsyna I.B. // Concentration, temperature and deformation dependences of martensite lattice parameters in binary Ti-Ni shape memory alloys. Journal de Physique IV, 2003, V.112. October. P. 651-654.
2. Коротицкий А.В., Трубицина И.Б., Прокошкин С.Д., Хмелевская И.Ю., Браиловский В., Тюренн С. // Параметры решетки мартенсита в бинарных сплавах Ti-Ni с памятью формы. Структура и свойства перспективных металлов и сплавов, труды LX Межд. семин. «Актуальные проблемы прочности», 30.09-04.10.2002, Вел. Новгород, НГУ, 2003. С. 103-107.
3. Прокошкин С.Д., Браиловский В., Тюренн С., Хмелевская И.Ю., Коротицкий А.В., Трубицина И.Б. // О параметрах решетки В19'-мартенсита в бинарных сплавах Ti-Ni с памятью формы. ФММ, 2003. Т. 86. №1. С. 62-71.
4. Gundyrev V.M., Zeldovich V.I., Sobyagina G.A. // Texture and thermal expansion anomalies of В19'-martensite in tensile deformed TiNi shape memory alloys. Textures and Microstructures, 1999. V. 30. P. 71-81.

5. Golestaneh A.A., Carpenter J.M. // Study of the martensitic transformation in shape memory nitinol alloy by time-of-flight neutron diffraction techniques. Acta Met. et Mater, 1990. V. 38. №7. P. 1291-1305.
6. Sittner P., Novak V., Lukas P., Ludovyy D., Neov D., Tovar M. // Load partition in Ti-Ni shape memory alloy polycrystals investigated by *in-situ* neutron diffraction and micromechanics modelling. Mater. Sci. Forum, 2002. V. 404-407. P. 829-834.
7. Lukas P., Sittner P., Neov D., Novak V., Ludovyy D., Tovar M. // R-phase phenomena in neutron diffraction investigation of thermomechanically loaded NiTi polycrystals. Mater. Sci. Forum, 2002. V. 404-407. P.835-840.
8. Миронов Ю.П., Кульков С.Н. // Исследование мартенситного превращения в TiNi методом рентгенодифракционного кино. Изв. ВУЗов. Физика, 1994. Т.37. №8. С.49-54.
9. Bokuchava G.D., Aksenov V.L., Balagurov A.M., Zhuravlev V.V., Kuzmin E.S., Bulkin A.P., Kudryashov V.A., Trounov V.A. // Neutron Fourier diffractometer FSD for internal stress analysis: first results. Applied Physics A, 2002. V. 75, P.75.

УДК 539.37:539.22

ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ УПОРЯДОЧИВАЮЩИХСЯ СПЛАВОВ

Старенченко С. В., Замятина И. П., Старенченко В. А.

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

Пластическая деформация существенно изменяет структурное состояние упорядоченных сплавов, уменьшает степень дальнего порядка и даже может привести к его полному разрушению. К настоящему времени опубликовано немало работ содержащих данные, свидетельствующие о разрушении дальнего порядка при деформации сплавов с различными сверхструктурами. Однако основное внимание в этих исследованиях уделялось не структурным изменениям, а изменениям механических, электрических, магнитных и др. свойств сплавов. Непосредственно деформационное разупорядочение было предметом изучения лишь небольшого числа исследований, не создающих единого и целостного взгляда на причины и механизмы этого явления. Для выявления закономерностей и понимания механизмов деформационного разупорядочения необходимы систематические экспериментальные исследования изменения структурных характеристик и параметра дальнего порядка при деформации.

В связи с этим в настоящей работе методами рентгеноструктурного анализа проведено изучение изменения структурных характеристик и параметра дальнего порядка при пластической деформации сплавов со сверхструктурами $L1_2$ и $L1_2(M)$. Сплавы с этими сверхструктурами представляются наиболее подходящими для данного исследования, поскольку особенности деформации, а также закономерности термических фазовых переходов порядок-беспорядок в них хорошо изучены.

В сплавах, выбранных для изучения – Au_3Cu , Cu_3Pt , Ni_3Fe , Ni_3Al , Cu_3Pd , термической обработкой сформировано упорядоченное состояние с максимально возможной степенью порядка. Структурные параметры изменяются достаточно широко (табл.1).

Среди образцов присутствуют материалы с мелко- и крупнодоменной структурой, а также со структурно необходимыми периодическими антифазными границами (ПАФГ). Энергии упорядочения выбранных сплавов изменяются в широком интервале. Исследования проводились как на поликристаллических сплавах, так и на монокристаллах. Процессы, протекающие при пластической деформации сплавов, находящихся в упорядоченном состоянии, имеют ряд особенностей, обусловленных отличием типа носителя сдвига и энергетических характеристик материала, по сравнению с неупорядоченным состоянием. Кроме того, осуществляющийся при деформации фазовый переход должен проявиться особенностями зависимостей структурных параметров от деформации. Для того чтобы выявить различия структурных характеристик, возникающие при деформации неупорядоченного и упорядоченного сплавов, опыты проводили также на неупорядоченных сплавах Au_3Cu , Cu_3Pt и Cu_3Pd .

Деформация образцов осуществлялась прокаткой при комнатной температуре. Чтобы избежать нагрева материала при деформации, определенные степени деформации достигались за много проходов, во время каждого из которых, происходило лишь небольшое обжатие образца.

Рентгеновские съёмки осуществлялись при комнатной температуре на дифрактометре ДРОН-1,5. Определение средних размеров антифазных доменов $\langle D \rangle$, областей когерентного рассеяния (ОКР) $\langle L \rangle$, микроискажений кристаллической решетки $\Delta d/d$, параметра решетки a , параметра дальнего порядка (ПДП) η проводили по методике, изложенной в работе [1].

Таблица 1.

сплав	структура	состав		$\langle AFD \rangle_0$, нм	T_k , К	$w \times 10^2$, эВ/атом
Au_3Cu	$L1_2$	32 ат. % Cu	Поликристалл	25-18	481 ± 3	5,1
Cu_3Pt	$L1_2$	22 ат. % Pt	Поликристалл	120	958 ± 3	10,1
Ni_3Al	$L1_2$	$21 \pm 0,5$ ат. %Al	Крупнокристаллический (зерно более 500 мкм)	500	1603	16,9
Ni_3Fe	$L1_2$	~ 25 ат. % Fe	Монокристалл	15-14	808 ± 2	8,5
Cu_3Pd	$L1_2(M)$	25 ат. % Pd	Поликристалл	150-50	741 ± 5	7,8

* w - энергия упорядочения рассчитана по формуле $w = kT_k / 0,82$ [2], k -постоянная Больцмана.

Деформация существенно изменяет структурные характеристики сплавов, происходит измельчение ОКР и АФД, рост микроискажений, увеличение параметра решетки. Зависимости $\langle L \rangle(\epsilon)$ для упорядоченных и неупорядоченных Au_3Cu , Cu_3Pt и Cu_3Pd приведены на рис.1. Наиболее интенсивно измельчение ОКР протекает на первых стадиях деформации $\epsilon = 0 \div 0,25$. Зависимость $\langle L \rangle(\epsilon)$ в упорядоченных и неупорядоченных Au_3Cu и Cu_3Pt немонотонная. Немонотонный характер зависимости $\langle L \rangle(\epsilon)$ можно объяснить, исходя из представлений об эволюции дислокационных структур. При малых деформациях дислокации распределены более однородно, что соответствует малым размерам ОКР. Дальнейшее накопление дефектов, вовлечение в деформацию разных плоскостей

скольжения и взаимодействие дислокаций, приводит к формированию дислокационных структур, где области очищенные от дислокаций, охвачены областями с высокой плотностью дислокаций [2]. Далее, с увеличением степени деформации и плотности дефектов происходит уменьшение размеров элементов субструктуры.

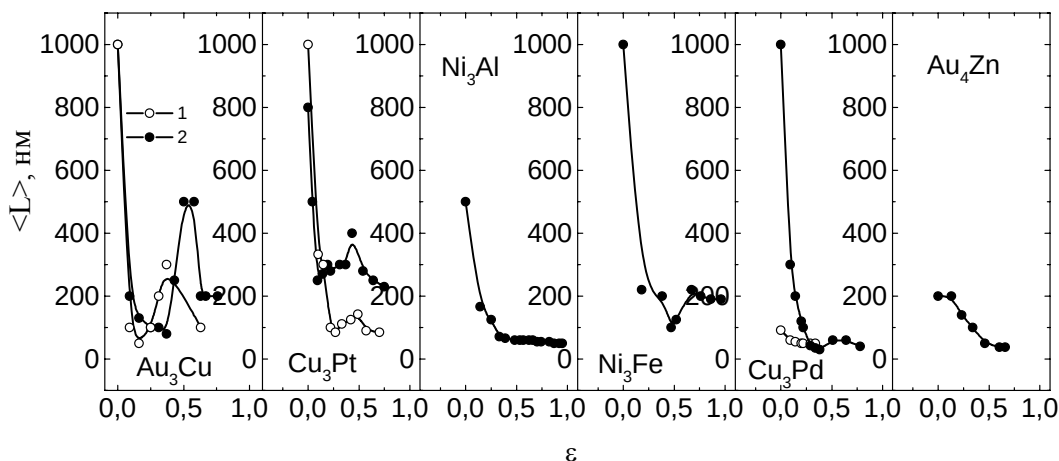


Рис. 1. Зависимости среднего размера ОКР от степени деформации:
1 - неупорядоченные сплавы, 2 - упорядоченные сплавы

Размер ОКР после больших деформаций в упорядоченных сплавах несколько больше, чем в неупорядоченных сплавах. Возможно, это объясняется большим средним размером элементов сформировавшихся в этих сплавах дислокационных субструктур. Как было установлено в работе [2], среднее расстояние между субграницами в деформированном до различных степеней упорядоченном сплаве Ni_3Fe больше, чем в неупорядоченном.

Наиболее интенсивное измельчение ОКР во всех сплавах наблюдается на первых стадиях деформации $\varepsilon = 0 \div 0,25$. При дальнейшей деформации изменение происходит менее интенсивно.

Зависимости микроискажений кристаллической решетки от степени деформации исследованных упорядоченных сплавов Au_3Cu , Cu_3Pt , Ni_3Al , Ni_3Fe , Cu_3Pd представлены на рис. 2. Наибольший рост микроискажений происходит при деформациях до $\varepsilon = 0,20-0,25$, при дальнейшей деформации изменение $\Delta d/d$ менее выражено. Наиболее интенсивно на первых стадиях деформации микроискажения возрастают в поликристаллических сплавах Au_3Cu , Cu_3Pt и Cu_3Pd . В крупнокристаллическом Ni_3Al и монокристалле Ni_3Fe на начальном этапе деформации этот процесс менее интенсивен. Это вероятно связано с тем, что в сплавах с большим размером зерна на первых стадиях деформации плотность дислокаций меньше, чем в сплавах с мелкими зернами. Анизотропия микроискажений обнаруживается во всех исследованных сплавах и проявляется уже на начальной стадии деформации.

Сравнивая зависимости $\Delta d/d(\varepsilon)$ в сплавах Au_3Cu , Cu_3Pt в упорядоченном и неупорядоченном состоянии (рис. 3), можно отметить следующее. Характер зависимости $\Delta d/d(\varepsilon)$ в сплавах Au_3Cu , Cu_3Pt в упорядоченном и неупорядоченном состоянии подобен. Наибольший рост микроискажений происходит при деформациях до $0,20-0,25$, в дальнейшем изменение $\Delta d/d$ менее интенсивно. Причем и в том, и в другом сплаве при малых деформациях микроискажения для упорядоченного состояния выше, чем для неупорядоченного. При деформации $\varepsilon < 0,2$ в упорядоченном Au_3Cu $\Delta d/d$ несколько ниже, чем в неупорядоченном, а в Cu_3Pt микроискажения в упорядоченном сплаве больше. При деформациях более $\varepsilon = 0,5$ для упорядоченного и неупорядоченного состояния значения микроискажений близки.

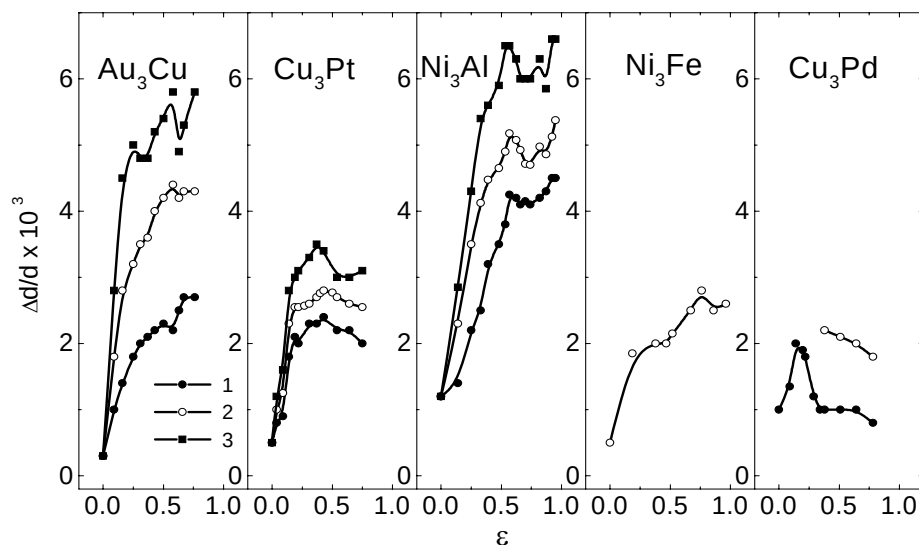


Рис. 2. Зависимости микроискажений кристаллической решетки в упорядоченных сплавах от степени деформации: 1 – микроискажения в направлении $\langle 111 \rangle$, 2 – микроискажения в направлении $\langle 100 \rangle$, 3 – микроискажения средние по всем направлениям.

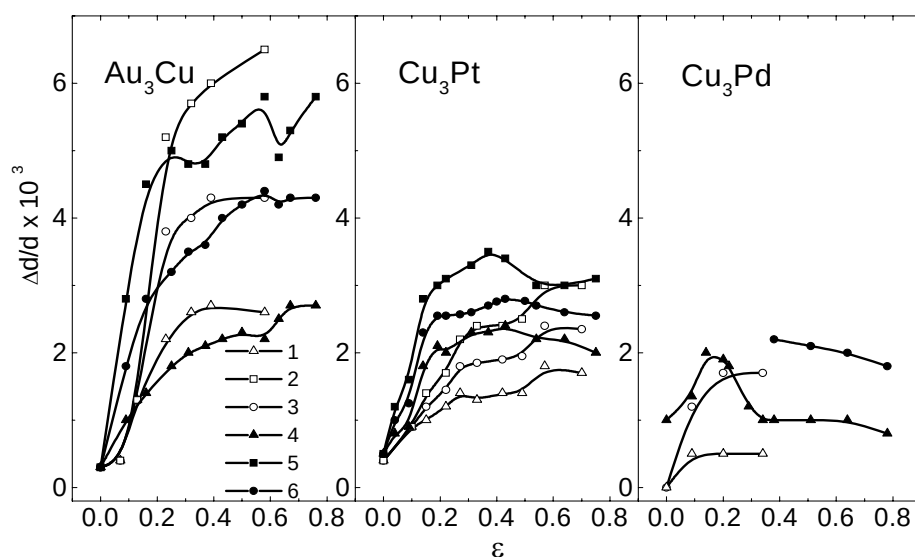


Рис. 3. Зависимости микроискажений кристаллической решетки от степени деформации: 1, 2, 3 – неупорядоченные сплавы, 4, 5, 6 – упорядоченные сплавы; 1, 4 – микроискажения в направлении $\langle 111 \rangle$, 2, 5 – микроискажения в направлении $\langle 100 \rangle$, 3, 6 – микроискажения средние по всем направлениям.

По-видимому, наблюдаемое при небольших степенях деформации различие величины микроискажений в образцах, предварительно упорядоченных и неупорядоченных, связано с изменениями фазового состояния сплавов, которые исходно были упорядоченными. В процессе деформации их фазовый состав изменяется от однофазного упорядоченного до однофазного разупорядоченного, проходя через область сосуществования упорядоченной и разупорядоченной фаз. При малых деформациях, когда большая часть материала представляет собой упорядоченную фазу, изменения искаженности решетки определяются законами для упорядоченного состояния. Можно указать несколько возможных причин тому, что на начальных

стадиях деформации величины $\Delta d/d$ более высокие в упорядоченных сплавах. Во-первых, возможно, что в этих сплавах плотность дислокаций выше, чем в неупорядоченных. Во-вторых, при деформации упорядоченных сплавов возникают деформационные АФГ, плотность которых наиболее интенсивно растет на ранних стадиях деформации, и возникают области разупорядоченной фазы с другим параметром решетки. Эти структурные нарушения, невозможные в неупорядоченном сплаве, также вызывают дополнительные искажения решетки.

Зависимости $a(\varepsilon)$ в разных упорядоченных сплавах имеют особенности (рис. 4). Если в Au_3Cu параметр решетки значительно увеличивается сразу после первой деформации $\varepsilon = 0,09$, то в Cu_3Pt и Ni_3Al рост a наблюдается после деформаций $\varepsilon = 0,14$ и $\varepsilon = 0,25$ соответственно. Возможно, особенности поведения $a(\varepsilon)$ связаны со склонностью сплава к образованию дефектов того или иного типа. Например, в [4] отмечается понижение параметра решетки сплава при деформации, вследствие образования тройных дефектов. В изученных упорядоченных сплавах увеличение параметра решетки может происходить не только вследствие накопления дефектов, но и вследствие возникновения разупорядоченной фазы, параметр решетки которой больше, чем упорядоченной. Возможно, что появлением разупорядоченной фазы объясняется также и то, что увеличение параметра решетки упорядоченного сплава Cu_3Pt начинается несколько раньше, чем неупорядоченного (рис. 4), и наиболее интенсивное увеличение параметра решетки сплавов Au_3Cu и Cu_3Pt наблюдается при деформациях до $\varepsilon = 0,25$, когда происходит большая часть превращения порядок-беспорядок. При больших деформациях интенсивность изменения a во всех сплавах мала.

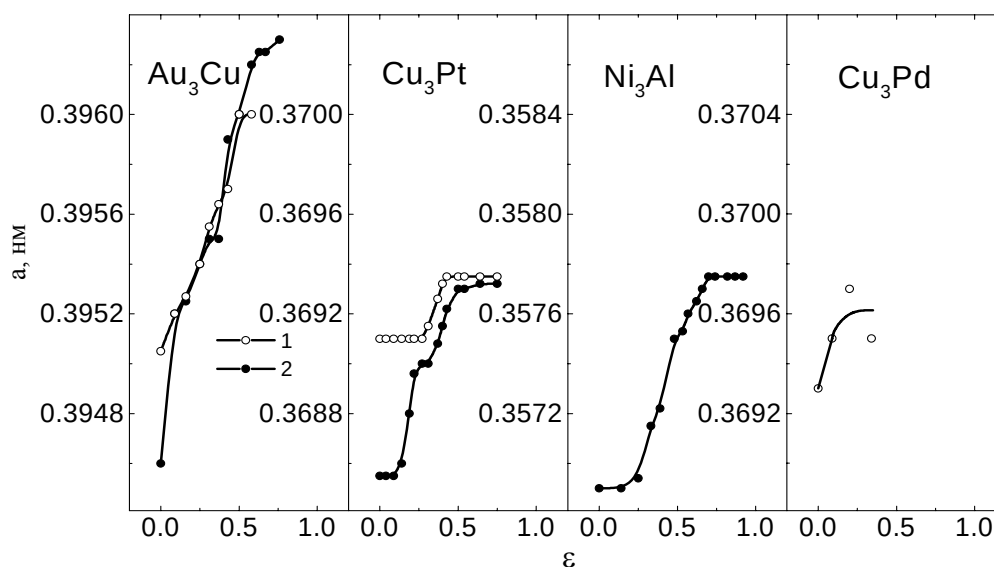


Рис. 4. Зависимости параметра кристаллической решетки от степени деформации:
1 – неупорядоченные сплавы, 2 – упорядоченные сплавы.

Поведение $a(\varepsilon)$ для упорядоченных и неупорядоченных Au_3Cu и Cu_3Pt подобно (рис. 4), что, как было отмечено, связано со склонностью сплава к образованию дефектов того или иного типа. В упорядоченном Cu_3Pt увеличение a начинается несколько раньше, чем в неупорядоченном. Следует отметить, что относительное увеличение параметра решетки при деформации упорядоченных сплавов больше, чем при деформации неупорядоченных сплавов (табл. 2). Причем до деформационного воздействия параметр решетки сплавов в упорядоченном состоянии был меньше, чем в неупорядоченном состоянии, а после больших деформаций значения $a_{\text{уп}}$ и $a_{\text{неуп}}$ мало различаются. Это можно объяснить тем, что при деформации упорядоченных сплавов a

изменяется как за счет накопления деформационных дефектов, так и за счет разупорядочения, поскольку параметр решетки материала возникающих областей с нарушенным правильным расположением атомов разного сорта, больше, нежели упорядоченного материала.

Таблица 2.

Сплав	a_0 нм		$a_{\max}$ нм		$(a_{\max}-a_0)/a_0$	
	Неупоряд	Упоряд	Неупоряд	Упоряд	Упоряд	Неупоряд
Au ₃ Cu	0,39505	0,3946	0,396	0,3962	0,0041	0,0024
Cu ₃ Pt	0,3691	0,36855	0,36935	0,36932	0,0021	0,0007
Ni ₃ Al		0,3569		0,35775	0,0024	

При больших степенях деформации структурное состояние сплавов, исходное состояние которых было неупорядоченным и упорядоченным, практически не отличается. Это может служить косвенным признаком того, что после деформации упорядоченный в исходном состоянии сплав переходит в разупорядоченное состояние.

Кроме изменения рассмотренных характеристик, в упорядоченных сплавах при деформации происходит увеличение плотности антифазных границ, которое рентгенографически выражается через уменьшение среднего размера АФД. Зависимости $\langle D \rangle(\epsilon)$ для Au₃Cu, Cu₃Pt, Ni₃Al, Cu₃Pd, Ni₃Fe приведены на рис. 5.

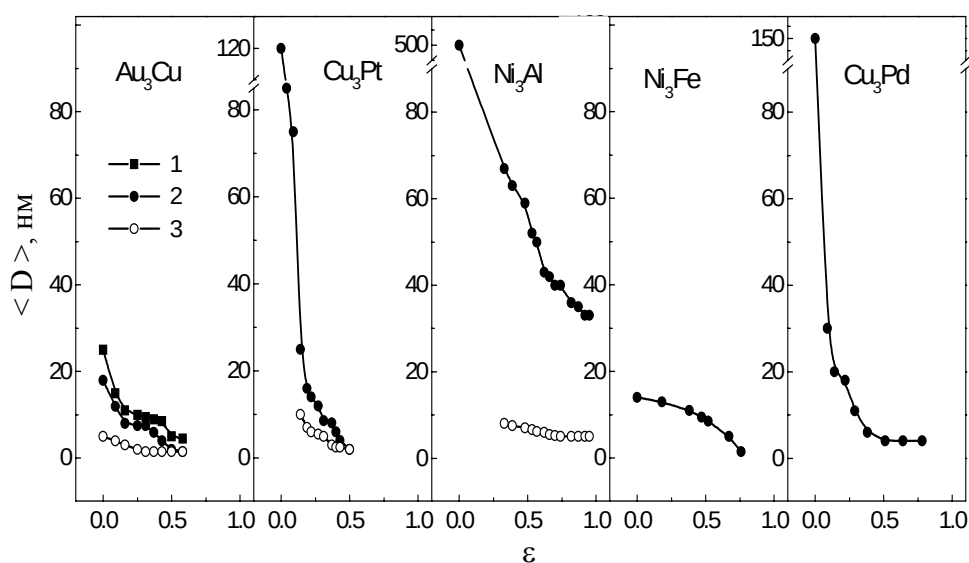


Рис. 5. Зависимости среднего размера АФД от степени деформации.

1 – крупные АФД; 2 – средние АФД; 3 – мелкие АФД;

Cu₃Pd: 4 – средний размер АФД в направлении $\langle 100 \rangle$.

Характер кривых для Au₃Cu, Cu₃Pt, Ni₃Al, Cu₃Pd взаимноподобен. На $\langle D \rangle(\epsilon)$ можно выделить две стадии. Первая стадия интенсивного измельчения доменов протекает при малых деформациях. Вторая стадия характеризуется меньшей интенсивностью изменения величины $\langle D \rangle$. В сплавах Cu₃Pt, Cu₃Pd с крупными исходными доменами, понижение значения $\langle D \rangle$ на начальных стадиях деформации происходит интенсивнее, чем в сплаве Au₃Cu с мелкодоменной структурой. После

степеней деформации $\varepsilon=0,2-0,25$ средние размеры АФД в сплавах Au_3Cu , Cu_3Pt , Cu_3Pd , Ni_3Fe становится примерно одинаковыми (10-18 нм), что говорит о том, что размножение термических АФГ не является основным механизмом роста плотности АФГ. По-видимому, существенный вклад в увеличение плотности АФГ вносят другие механизмы (например, образование трубок АФГ, движение одиночных дислокаций).

Во всех сплавах наблюдалось неоднородное измельчение доменов. Неоднородность измельчения доменов рентгенографически выражается в изменении формы сверхструктурных линий, у сверхструктурных рефлексов появляются хорошо выраженные «крылья». Можно выделить крупно- и мелкодоменную компоненты. Неоднородность измельчения АФД можно связать с локализацией деформации.

После деформации порядка 0,6-0,8 на месте сверхструктурных рефлексов на дифрактограммах сплавов Au_3Cu , Cu_3Pt , Ni_3Fe и Cu_3Pd присутствуют широкие диффузные максимумы. Размер микродоменов определенный по этим линиям соответствует 7-1 элементарным ячейкам. Исключение составляет Ni_3Al , где после такой деформации сохраняются АФД размером 35 нм.

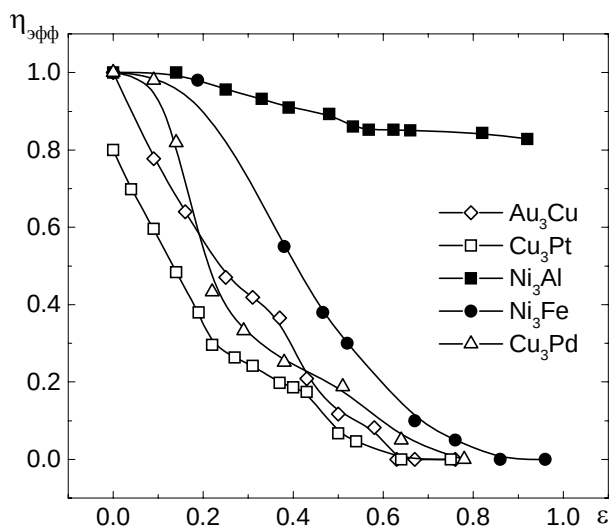


Рис. 6. Зависимости эффективного параметра дальнего порядка от степени деформации исследованных сплавов.

Уменьшение параметра дальнего атомного порядка в процессе деформации зафиксировано во всех исследованных нами сплавах (рис. 6). Анализируя характер изменения ПДП на начальной стадии деформации можно отметить следующее. При деформации Au_3Cu и Cu_3Pt уменьшение дальнего порядка на начальном этапе протекает интенсивно и продолжается при дальнейшей деформации. В сплавах Ni_3Al , Ni_3Fe , Cu_3Pd на начальном этапе деформации наблюдается лишь небольшое понижение η . Можно предположить, что некоторое запаздывание начала интенсивного понижения упорядоченности в Cu_3Pd связано с процессами восстановления порядка в плоскостях

скольжения при сдвиге на соответствующее расстояние [5]. В работе [6], также отмечается, что при малых степенях деформации упорядоченность сплава Au_4Zn , обладающего двумерной периодической структурой, практически не изменяется. В сплавах с мелкими доменами также возможно восстановление порядка на участках плоскости скольжения. Однако наиболее эффективно при малых деформациях этот процесс будет влиять на ПДП в сплавах с длиннопериодической структурой.

Пологий участок зависимости $\eta(\varepsilon)$ при малых деформациях Ni_3Al ($\varepsilon = 0 \div 0,14$) и Ni_3Fe ($\varepsilon = 0 \div 0,18$) можно связать с особенностями протекания деформации в моно- и крупнокристаллических сплавах, где накопление деформационных дефектов на начальных стадиях деформации менее интенсивно, чем в поликристаллах. Во всех сплавах после определенных степеней деформации наблюдается замедление падения ПДП. Широкие диффузные максимумы ближнего порядка на месте сверхструктурных линий наблюдаются в Au_3Cu при $\varepsilon = 0,63$ и при $\varepsilon = 0,64$ в Cu_3Pt . Сплав Ni_3Fe в разупорядоченное состояние переходит после деформации $\varepsilon = 0,76-0,86$, а Cu_3Pd при

$\varepsilon = 0,64-0,78$. Разупорядоченное состояние Ni_3Al применявшейся обработкой получить не удалось. Даже при деформации 0,95 на дифрактограммах Ni_3Al присутствуют сверхструктурные линии. Сохранение дальнего атомного порядка в Ni_3Al после деформаций, вызвавших в других исследованных сплавах практически его полное устранение, связано с физической природой этого материала, обладающего высокой энергией упорядочения и АФГ. Способствовать восстановлению порядка также могут диффузионные процессы в Ni_3Al . В сплавах с высокой энергией АФГ концентрация точечных дефектов, генерируемых при деформации, больше, чем в сплавах с низкой энергией АФГ. Высокая энергия упорядочения стимулирует диффузию, которая может приводить к восстановлению порядка.

Сравнивая рис. 5 и 6, можно отметить, что исходная плотность термических АФГ не оказывает заметного влияния на скорость падения ПДП в исследованных нами сплавах. Характер $\eta(\varepsilon)$ и интенсивность падения η в сплавах Au_3Cu и Cu_3Pt мало отличаются, хотя в исходном состоянии размер АФД в Au_3Cu много меньше, чем в Cu_3Pt .

На рис. 7 приведены зависимости объемной доли разупорядоченной фазы, рассчитанной в предположении, что в упорядоченной фазе параметр порядка не

изменяется и равен исходному: $C_{разуп} = 1 - \frac{\eta_{эфф}^2}{\eta_0^2}$, там же нанесены точки,

соответствующие значениям доли разупорядоченной фазы, определенным экспериментально. Видно, что во всех сплавах, кроме Ni_3Al , после деформации 0,25 большая часть материала разупорядочена. Объемные доли разупорядоченного материала, определенные экспериментально и рассчитанные, неплохо совпадают. Параметр порядка в упорядоченной фазе, определенный экспериментально, при небольших деформациях действительно близок к исходному значению, а при больших деформациях может несколько уменьшаться. Гетерогенный характер деформационного фазового перехода связан с локализацией деформации, некоторые области подвергаются деформации, значительно превышающей средние значения, в других же областях степень деформации значительно ниже.

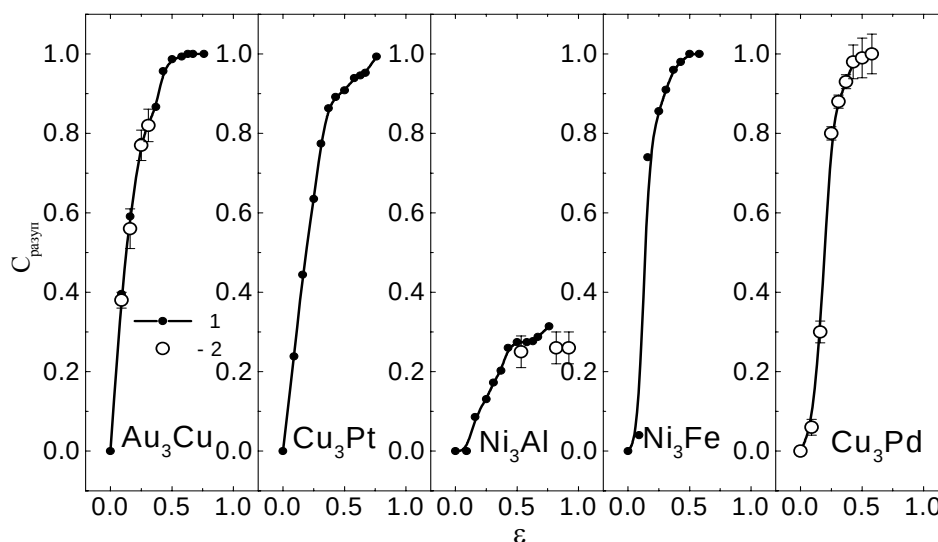


Рис. 7. Зависимости объемной доли разупорядоченной фазы от степени деформации: 1 – рассчитанные, 2 – экспериментальные

Причины и механизмы деформационного разупорядочения связаны с повышением дефектности материала при деформации.

Чтобы сделать выводы о взаимосвязи между понижением упорядоченности сплава и ростом плотности деформационных дефектов сопоставляли измеренные значения параметра порядка и плотности АФГ. Отметим, что определяемая рентгеновским методом плотность АФГ включает и границы зерен, дислокационные стенки, а также скопления ди-слокаций, вызывающие раз-ориентировку. На рис. 8,а приведены зависимости $\eta(\rho_{\text{АФД}})$ для исследованных нами сплавов, величина $\rho_{\text{АФД}} = \frac{1}{\langle D \rangle}$

характеризует плотность АФГ. Видно, что для всех сплавов зависимости степени дальнего порядка от АФГ подобны. Увеличение общей плотности границ в сплавах влечет падение параметра порядка. Зависимости параметра дальнего порядка от плотности вновь образованных деформационных границ $\rho_{\text{АФД}_d} = \frac{1}{D} - \frac{1}{D_0}$ (рис. 8б)

для всех исследованных сплавов близки. Это указывает на то, что падение параметра порядка связано с образованием деформационных АФГ.

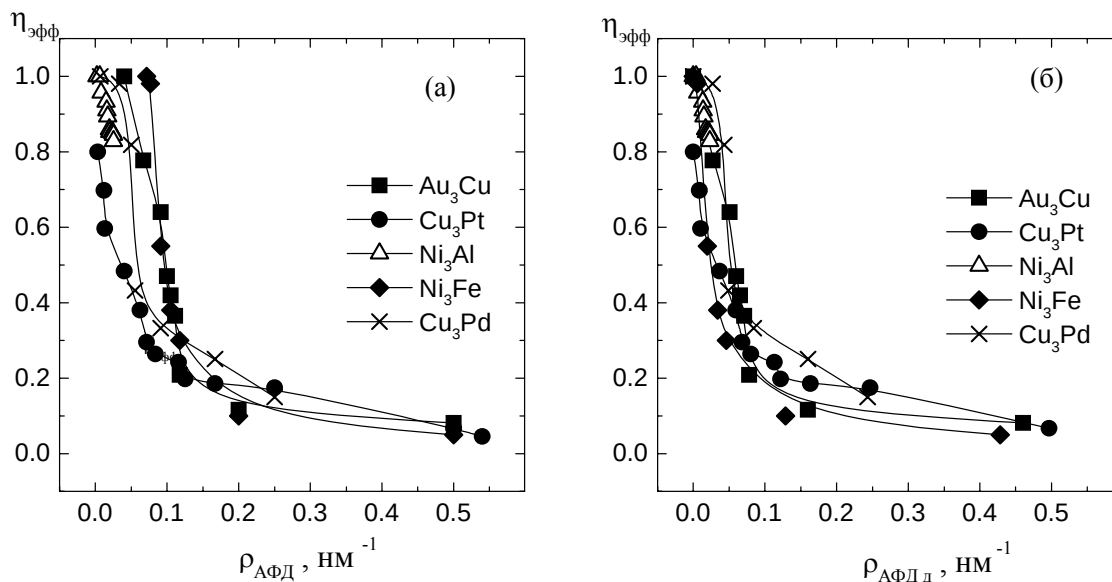


Рис. 8. Зависимости эффективного параметра дальнего порядка от плотности АФГ (а) и от плотности АФГ, возникших в процессе деформации (б)

Суммируя вышесказанное можно отметить следующее:

1. При степенях деформации $\varepsilon < 0,2$, когда происходят основные изменения фазового состава, появление и интенсивный рост объемной доли разупорядоченной фазы, микроискажения кристаллической решетки упорядоченных сплавов выше, чем неупорядоченных, а после значительных деформаций, когда практически весь материал разупорядочен, микроискажения в исходно упорядоченных и неупорядоченных сплавах близки. Относительное изменение параметра решетки упорядоченных сплавов больше, чем неупорядоченных.

2. Анализ зависимостей размера АФД от степени деформации показывает, что размножение термических АФГ не является основным механизмом роста плотности АФГ: размер доменов после деформации 0,25 в сплавах Au_3Cu , Cu_3Pt , Cu_3Pd , Ni_3Fe становится приблизительно одинаковым, хотя в исходном состоянии размер АФД существенно различался.

3. Зависимости эффективного параметра порядка от степени деформации в монокристаллическом Ni_3Fe и крупнокристаллическом Ni_3Al имеют отличия от зависимостей, характерных для поликристаллов. Интенсивное понижение эффективного параметра дальнего атомного порядка и появление разупорядоченной фазы в этих сплавах происходит после больших степеней деформации, чем в поликристаллах Au_3Cu и Cu_3Pt .

4. Исходный размер ТАФД не оказывает существенного влияния на характер зависимости $\eta_{\text{эфф}}(\epsilon)$. Высокая исходная плотность ПАФГ также не оказывает решающего влияния на разупорядочение. В сплаве Cu_3Pd при малых деформациях понижение параметра порядка происходит не более интенсивно, чем в Au_3Cu и Cu_3Pt .

5. В исследованных сплавах выявляется единая зависимость между понижением ПДП и ростом плотности вновь образованных деформационных АФГ, в то время как зависимости параметра дальнего порядка от общей плотности АФГ различны для разных сплавов.

Список литературы

1. Горелик С.С., Скаков Ю.А., Расторгуев Л.Н. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. М.: МИСИС, 1994. 328 С.
2. Смирнов А.А. Молекулярно-кинетическая теория металлов.- М.: Наука, 1966. 428с.
3. Конева Н.А., Лычагин Д.В., Жуковский С.П., Козлов Э.В. Эволюция дислокационной структуры и стадии пластического течения поликристаллического железоникелевого сплава // ФММ. -1985. -Т. 60. -Вып.1.- С.171-179.
4. Bakker H, Di L.M. Atomic disorder and phase transitions in intermetallic compounds by high – energy ball milling // Materials Science Forum 1992.- V. 88-90.-PP. 27-34.
5. Яковлева Э.С., Сюткина В.И., Шашков О.Д. Деформация упорядоченных сплавов с периодической антифазной доменной структурой // Труды ИФМ УрО АН СССР.-1975.- Вып.30.-С. 55-76.
6. Старенченко С.В., Сизоненко Н.Р., Старенченко В.А., Козлов Э.В. Деформационное разупорядочение сплава Au_4Zn // ФММ.-1996.-Т. 81.-Вып. 1.-С. 84 –90.

УДК 669.295'24:539.37.539.25/26.

ВЛИЯНИЕ СТАРЕНИЯ СПЛАВА Ti–50,8 ат.% Ni НА ДОЛГОВЕЧНОСТЬ ПРИ МЕХАНИЧЕСКОМ ЦИКЛИРОВАНИИ

Андреев В. А., Хусаинов М. А.* , Бондарев А. Б.

Промышленный центр «МАТЭКС», Москва

**Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого*
vestnik@novsu.ac.ru

Многими экспериментами показано [1-3], что старение вызывает изменение псевдоупругих свойств сплавов TiNi. В частности, наблюдается повышение фазового и дислокационного пределов текучести. Здесь оказывают влияние как температура, так и продолжительность старения. Увеличение псевдоупругого возврата, как правило, является следствием возрастания фазового предела текучести и, соответственно, уровня деформирующих напряжений. Однако важнейшим условием в случае применения спла-

вов с высокими псевдоупругими свойствами в технике является их долговечность при механическом циклировании. В данной работе представлены результаты исследований, свидетельствующие о влиянии старения на псевдоупругость и долговечность сплава Ti-50,62 ат. % Ni. Влияние различных видов обработки сплава на температуры мартенситных превращений (МП) иллюстрируется на рис. 1.

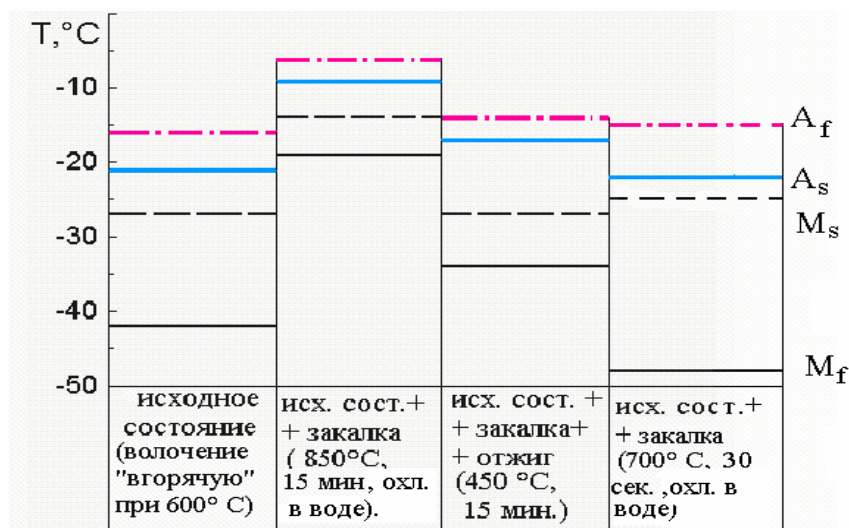


Рис. 1. Изменение температур МП от вида обработки. Сплав Ti-50,62 ат. % Ni.

Для определения температур МП использовался метод трёхточечного изгиба. Из рис. 1 следует, что закалка при 850°С в течение 15 мин повышает характеристические температуры, закалка и последующее старение (450°С, 15 мин) несколько снижает, а низкотемпературная закалка (700°С, 30 с) мало изменяет температуры МП по сравнению с исходным состоянием.

Долговечность при заданной деформации определялась по числу циклов до разрушения при циклическом изгибе проволоочных образцов диаметром 1,0 мм (рис. 2).

Диаграммы растяжения образцов, состаренных при разных температурах, приведены на рис.3. Видно, что фазовый предел текучести с повышением температуры нагрева всех образцов, прошедших термическую обработку, уменьшается с 56 кг/мм² до 42 кг/мм². Коэффициент деформационного упрочнения $k = \Delta\sigma/\Delta\epsilon$ также заметно снижается по сравнению с (k) исходного состояния. По-видимому, выдержка в течение 1,5 ч вызывает релаксацию напряжений в материале и, как следствие, стабилизацию легко-

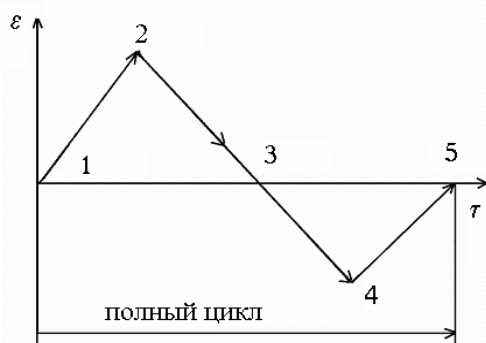


Рис. 2. Схема изгиба образца. 1-2, 3-4 — этапы активного изгиба; 2-3, 4-5 — разгрузки поочередно в одну и другую стороны.

подвижных границ раздела фаз. Это обстоятельство, по данным [1], приводит к снижению движущих сил возврата деформации. Из опыта (рис.4,а) видно, что при разгрузке имеет место частичный возврат деформации. Псевдоупругая петля гистерезиса незамкнутая. Наблюдается появление остаточной деформации ($\epsilon_{ост}$). В то время как после короткой выдержки (15 мин) происходит полный псевдоупругий возврат деформации (рис.4б).

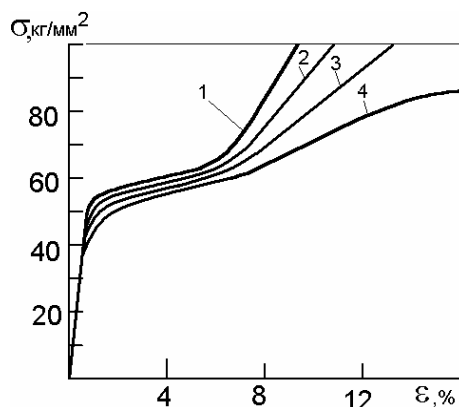


Рис.3. Диаграммы растяжения сплава Ti-50,8 ат%Ni: 1 — исходное состояние; 2 — после старения 380°C; 1,5 ч; 3 — 450°C; 1,5 ч; 4 — 520°C; 1,5 ч.

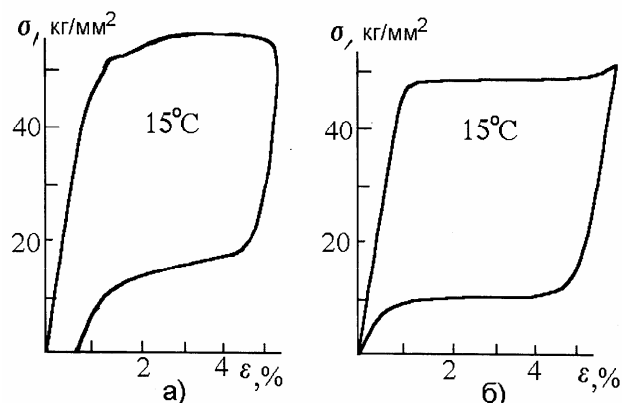


Рис.4. Диаграммы нагружения — разгрузка: а — старение 550°C, 60 мин; б — старение 450°C, 15 мин.

Влияние температуры старения на циклическую долговечность проиллюстрировано на рис. 5. Из рисунка видно, что температура старения 450° С обеспечивает максимальное число циклов до разрушения. Повышение температуры также как и увеличение длительности более 90 мин. снижает долговечность.

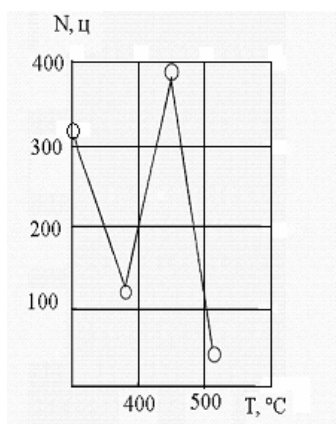


Рис.5. Зависимость долговечности (N) от температуры старения при $\tau = 1,5$ ч

Для повышения долговечности и псевдоупругости использовалась термомеханическая обработка (ТМО), заключающаяся в деформировании проволоки волочением в холодную с последующей закалкой при температуре 700°C, 30с в воде. Короткая выдержка способствовала получению мелкозернистой равноосной структуры с большей величиной псевдоупругого возврата по сравнению с наклепанным состоянием вследствие волочения. Отсутствие систематических исследований пока не позволяет сделать однозначное заключение.

Выводы

Анализ полученных данных показывает, что псевдоупругие свойства зависят от температуры старения. Температуру 450°C можно считать оптимальной в связи с обеспечением наибольшей долговечности по сравнению с другими температурами старения. Уменьшение выдержки до 15 мин способствует повышению псевдоупругих свойств.

Список литературы

1. Лихачев В.А., Кузьмин С.Л., Каменцева З.П. Эффект памяти формы. Л.: ЛГУ, 1987. 216 с.
2. Оцука К., Симидзу К., Судзуки К. и др. Сплавы с эффектом памяти формы / Под ред. Фикакубо Х.: пер. с яп. М., Металлургия, 1990. С.41-75.
3. Лихачев В.А., Малинин В.Г. Структурно-аналитическая теория прочности. Л.: ЛГУ, 1993. С.236-245.

ВНУТРЕННИЕ ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ В УМЗ МАТЕРИАЛАХ

Конева Н. А.

*Томский Государственный архитектурно-строительный университет,
г. Томск, Россия,
koneva@tsuab.ru*

Упругие дальнodelствующиe поля внутренних напряжений (ВН) экспериментально изучены пока недостаточно. Особенно это утверждение относится к ультрамелкозернистым (УМЗ) материалам, полученным интенсивной пластической деформацией (ИПД). Между тем, именно для этих материалов важным является понимание роли ВН в различных процессах, которые в них происходят. Изучение природы внутренних упругих полей напряжений УМЗ материалов является важной задачей, так как запасенная в них упругая энергия обуславливает нестабильность их структуры. В течение ряда лет автор с сотрудниками выполнял экспериментальные исследования ВН в УМЗ металлах и сплавах методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Настоящий доклад обобщает результаты этих исследований, а также имеющиеся в литературе сведения по этой проблеме. В докладе представлены методы электронно-микроскопического изучения полей ВН и результаты изучения структуры зерен, субзерен и их границ в УМЗ меди и никеле. Выявлены источники полей ВН. Изучены закономерности изменения амплитуды ВН с удалением от их источника.

Установлено, что спектр источников ВН в УМЗ металлах во многом подобен наблюдаемому в поликристаллах с обычным размером зерен. Это дислокационная структура, границы зерен (ГЗ), субзерен и ячеек, стыки зерен, частицы вторых фаз. Выявлены некоторые отличия в спектре источников УМЗ металлов от обычных поликристаллов. В УМЗ металлах отсутствуют дислокационные скопления и оборванные границы. В обычных деформированных поликристаллах они часто присутствуют и также служат источниками полей напряжения.

Существенным свойством УМЗ металлов является более высокий уровень ВН (на порядок и более), чем в обычных деформированных поликристаллах. Источником наиболее высоких ВН в УМЗ материалах являются границы дислокационных ячеек и фрагментов, дисклинации в тройных стыках и частицы вторых фаз, возникающих при изготовлении УМЗ металлов методом ИПД.

На основе экспериментального изучения ВН представлена схема распределения ВН в зернах разного типа, различающихся размерами и дефектной структурой. В соответствии с этой схемой вблизи ГЗ, границ ячеек и фрагментов существуют области наиболее высоких ВН. Упрочненные области вблизи границ присутствуют в ряде теоретических моделей УМЗ материалов. Их существование подтверждено в настоящей работе экспериментально. Подобные зоны обнаружены автором с коллегами также в поликристаллах с обычным размером зерен. С уменьшением размера зерна уровень ВН увеличивается. Чем меньше размер зерна, тем слабее осуществляется экранирование упругого поля ВН дислокациями вследствие (1) уменьшения расстояний до источника напряжений и (2) уменьшения плотности дислокаций, способных осуществить экранирование полей ВН.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СВОЙСТВ И УСЛОВИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ШИРОКОГО МАРТЕНСИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА В СПЛАВАХ Ti-Ni-Nb С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ, ПОДВЕРГНУТЫХ ТЕРМИЧЕСКОЙ И ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ

Прокошкин С. Д.¹⁾, Хмелевская И. Ю.¹⁾, Боровков Д. В.¹⁾, Александрова Н. М.²⁾,
Макушев С. Ю.²⁾, Полякова Н. А.²⁾, Абрамов В. Я.³⁾, Крестников Н. С.³⁾,
Попов Н. Н.⁴⁾

¹⁾ МИСиС, Москва, Россия, ²⁾ ЦНИИЧМ, Москва, Россия, ³⁾ НИКИЭТ, Москва, Россия,

⁴⁾ РФЯЦ – ВНИИЭФ, г. Саров, Россия

prokoshkin@tmo.misis.ru

Методами световой микроскопии, микрорентгеноспектрального анализа, рентгеновской дифрактометрии, измерения микротвердости и функциональных свойств памяти формы исследовали сплавы Ti-Ni-Nb с широким гистерезисом мартенситного превращения. Предварительная обработка слитков включала прокатку при 850 °С с обжатием 40 %, охлаждение на воздухе и затем в жидком азоте. Затем проводили закалку от 800 °С в воде либо ВТМО прокаткой за один проход при 800 °С с обжатием 27 % и немедленным охлаждением в воде, либо НТМО прокаткой при комнатной температуре с обжатием 25 % с последеформационным отжигом (ПДО) при 400 °С, 1ч.

Определены структура, фазовый и элементный состав сплавов, твердость структурных и фазовых составляющих. Изучена кинетика мартенситных превращений и определены характеристические температуры мартенситных превращений сплавов до наведения ЭПФ, влияние на них термомеханических обработок.

Установлена область величин и температур наводящей эффект (ЭПФ) деформации ε_i , обеспечивающая возникновение требуемого широкого гистерезиса мартенситного превращения в сплавах после закалки и ВТМО (восстановление формы при нагреве выше комнатной температуры).

Определены параметры свободного формовосстановления (обратимая деформация, степень восстановления формы и температурный интервал) при реализации ЭПФ и обратимого ЭПФ (ОЭПФ) и влияние на них термомеханической обработки. При всех ε_i степень восстановления формы после ВТМО на 10 %, а после НТМО+ПДО на 15 % больше, чем после закалки.

При нагреве выше комнатной температуры в заневоленном состоянии сплавы развивают высокое реактивное напряжение. Основная релаксация реактивного напряжения происходит при охлаждении ниже 0 °С.

По своим функциональным свойствам, особенно в термомеханически обработанном по схеме ВТМО состоянии, сплавы Ti-Ni-Nb могут быть использованы для изготовления термомеханических муфт, срабатывающих при нагреве выше комнатной температуры, сохраняющих термическую стабильность термомеханических соединений при охлаждении до температур от -25 °С до -100 °С и “саморазбирающихся” при охлаждении ниже -100 ...-150 °С.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ДИСЛОКАЦИОННУЮ НЕУПРУГОСТЬ КРИСТАЛЛОВ CdS

Бушуева Г. В., Зиненкова Г. М., Тяпунина Н. А.

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия,
mol223@phys.msu.ru*

Физические свойства реальных кристаллов, содержащих структурные дефекты, зависят не только от концентрации различных дефектов, но в значительной степени определяются характером их взаимодействия. В полях различной природы могут изменяться концентрация дефектов, их состояние и характер взаимодействия, что приводит к изменению физических свойств кристаллов. Взаимодействие полей со структурными дефектами в твердых телах относится к числу фундаментальных, актуальных для современной физики проблем. Данные о влиянии полей на структурные дефекты открывают возможность управлять свойствами твердых тел в процессе их обработки и позволяют предсказать возможные изменения их свойств при эксплуатации.

Проведено исследование влияния ультразвука и света на неупругие свойства высокоомных светочувствительных кристаллов CdS – так называемый, фотоакустический эффект (ФАЭ). Интерес к кристаллам полупроводниковых соединений A^2B^6 обусловлен тем, что они обладают фотопроводимостью, полупроводниковыми, пьезоэлектрическими свойствами и используются в опто- и акустоэлектронике, служат лазерами с электронной накачкой.

Использовался метод двухсоставного пьезоэлектрического осциллятора кварцеобразец. Испытания проводились на основной частоте осциллятора ~ 90 кГц в интервале амплитуд относительной деформации $10^{-5} - 10^{-4}$ при комнатной температуре на воздухе. Свойства образцов CdS и их реакция на свет зависят от предыстории и режима испытания. Поэтому сравнивать результаты, полученные в одинаковых условиях, но на различных образцах, физически не корректно. Большую ценность и информативность приобретают многократные испытания одного и того же образца, что и было предпринято в экспериментах.

Испытания проводились в трех режимах: «темнота» – когда образец находился под светонепроницаемым колпаком и подвергался только действию ультразвука; «свет» – когда на образец одновременно действуют и свет, и ультразвук; «темнота-свет» – когда образец освещался лишь в определенные промежутки времени.

Наблюдался как положительный (внутреннее трение при освещении уменьшалось), так и отрицательный (внутреннее трение при освещении увеличивалось) ФАЭ. Установлено, что знак ФАЭ светочувствительных образцов CdS не является их постоянной характеристикой, а зависит от состояния системы их структурных дефектов.

Впервые установлено, что изменение внутреннего трения кристаллов CdS при включении и выключении света происходит с различными характерными временами τ_1 и τ_2 , причем $\tau_1 \ll \tau_2$. На свету за время τ_1 достигается стационарное состояние системы структурных дефектов, которое обусловлено эффектом фотопроводимости. Стационарное состояние системы после выключения света достигается в темноте за время τ_2 , которое имеет порядок, соответствующий диффузионным процессам. Изменение знака ФАЭ может происходить при постоянной амплитуде входного напряжения в результате диффузионных процессов, протекающих в ультразвуковом поле в темноте.

FAILURE MODEL OF TEXTURED POLYCRYSTALLINE METALS

Sergiy Kotrechko, Nataliya Stetsenko, and Sergiy Shevchenko

*G.V.Kurdyumov Institute for Metal Physics, National Academy of Sciences of Ukraine,
Kyiv, Ukraine*

nnst@imp.kiev.ua

Abstract

The effect of crystallographic texture smearing on the anisotropy of the fracture stress of metals was analyzed in this work. It was determined that texture smearing leads to an appreciable decrease in the value of the coefficient of cleavage-stress anisotropy compared to that for metals with very sharp textures. The magnitude of the effect also depends on the prior plastic strain (through its effect on the breadth of texture component) and the level of stress triaxiality.

Keywords: cleavage-stress anisotropy; texture smearing; triaxial stress state

Introduction

The cleavage fracture stress of metal single crystals depends on orientation and may show a marked anisotropy. A corresponding cleavage fracture stress anisotropy in *polycrystalline* metals and alloys may result as well from the development of crystallographic texture during processes such as rolling, drawing, forging, etc. Such an anisotropy can have an important influence on structural integrity. A physics-based model of the anisotropy of the cleavage-stress of polycrystalline metals based on an examination of the elements of cleavage-fracture initiation in polycrystals was developed in [1]. Strictly speaking, this prior analysis is applicable only for very sharp textures that are rarely found in real metals and alloys. Even after very large reductions (~99%), texture smearing exists. In general, the magnitude of smearing (in terms of the texture-component half-width) depends on the value of the imposed plastic strain. Therefore, it is of great practical interest to quantify how such smearing (and, hence, plastic strain) affect the anisotropy of the cleavage-stress.

1. Background

Most types of bulk deformation do not result in the development of a single crystallographic orientation throughout the workpiece, but rather in a range of orientations that characterize its crystallographic texture. The textures that have been most widely investigated are those developed in rolled or rolled-and-recrystallized sheets of materials of cubic crystal symmetry. For example, bcc metals tend to form $\langle 110 \rangle$ -type textures [2]. For *axisymmetric* deformation, such a texture may exhibit a rotational symmetry about the sample axis, i.e., a *fiber* texture [3]. It is usually assumed that the texture of a polycrystalline material rolled to a high reduction will be similar to that developed during rolling to a lower reduction, except that it will be stronger (higher intensity) and sharper (reduced half-width). For example, experimental (111) pole-figure measurements for copper rolled to increasing thickness reductions (35, 58, 82, 90, and 95%) [4] have shown that the texture sharpens with increasing deformation, but the general features remain relatively constant. The same result has been observed for ultra-low carbon steel [5]; increasing the rolling reduction from 70 to 95% increased the maximum intensity of the $\{112\}\langle 110 \rangle$ component markedly. Textures are usually described by an assembly of discrete orientations or by 2D stereographic projections (pole figures). These are the methods by which texture information is most often obtained and used in practice. For general mathematical analysis as well as for the application of modern orientation image microscopy (OIM), it is often more convenient to represent such

distributions as continuous functions in three-dimensional orientation space, i.e., as orientation distribution functions (ODF) [6], which describe the probability of finding specific texture components as a function of three Euler angles. A general discussion of various forms of ODF has been given in [7]. The sharpness of specific texture components, or conversely the texture smearing, may be quantified by the half-width of Gaussian functions fit to the ODF in 3D Euler space. For example, experimental hot and cold rolling textures of austenitic stainless steel for various reductions (0, 50, 60, 70, and 80%) were presented in [8]. From the data in this paper, it is evident that different processing schedules produce orientations that are distributed in a Gaussian fashion around specific (ideal) texture components in all cases. The half-widths of these distributions decreased to a value of $\sim 8^\circ$ after a rolling reduction of $\sim 80\%$. These and other results based on texture quantification via x-ray diffraction data suggest that texture components are generally Gaussian in shape and exhibit half-widths of the order of 10° or more.

OIM and TEM investigations of the nature of grain-boundary (GB) misorientations provide additional physical insight into the source of texture smearing. In general, a fraction of high-angle GBs exists in polycrystalline metals even after very large deformations. Obviously, the minimum breadth of texture component can not be less than the maximum GB misorientation angle. As has been shown in many investigations, the angle specifying the transition from low-angle to high-angle boundaries is usually between 10° and 15° . For example, it has been found experimentally [9] that the transition from low-angle to high-angle boundaries occurs at $13.6 \pm 0.55^\circ$ in aluminum in the case of symmetric boundaries of rotation around the (112) direction. Thus, it may be concluded that typical textures must have a half-width of at least $10\text{--}15^\circ$ for at least one Euler angle in order for there to be high-angle boundaries within the polycrystalline material. Sharper textures may form only via very special deformation processing schedules or by heat treatments, such as long-time annealing cycles, whose objective is to grow monocrystals.

Evidently, *one of the main reasons* for existence of non-zero minimum value of the breadth of texture component (as well as for existence of grain-boundary (GB) misorientations in highly deformed polycrystal) is deviation of micro-stress state characteristics of separate grains from the corresponding parameters of macro-stress state of polycrystalline aggregate. It is known that at uniaxial tension of polycrystal, it separate grains are under the triaxial stress state, which parameters change stochastically at transition from one grain to another. This gives rise to spread in values of plastic shears in different grains and, hence, to the spread in values of their rotations.

Rolled sheets and plates may show a test-directional dependence of the cleavage-stress; i.e., the fracture stress in tension may be significantly different along the rolling direction compared to its value along the through-thickness direction. For example, experimental data for microalloyed steels [10-12] have shown that the ratio of the fracture stress in rolling direction to that in the through-thickness direction is not large ($\sim 1.2 - 1.3$). On the other hand, theoretical calculations [1] have suggested that this ratio should be ~ 2 . One source of such a difference between theoretical predictions and experimental data may be the fact that texture smearing was not taken into account. Hence, the objective of this paper was to develop a model for quantifying the effect of texture smearing on the anisotropy of the cleavage-stress in metals.

2. Cleavage-stress anisotropy model

The model proposed here is based on the fundamental aspects of cleavage fracture of metals. Specifically, the model postulates that cleavage fracture initiates when the crack nucleus becomes unstable and starts to undergo fast growth. The crack nucleus forms as a result of applied external loading. Its size depends on microstructural features (e.g., ferrite grain size, carbide particle, etc. in steels), that may have a first-order influence on the

magnitude of the cleavage-stress.

It is assumed that crack nuclei open on specific crystallographic planes. Thus, the orientation of the critical crack nucleus predetermines the effect of the crystallographic texture on fracture. In other words, the critical stress for the crack nucleus to become unstable depends on the angle between the (crystallographic) crack opening plane and the direction of applied loading. Thus, the smearing and inhomogeneous distribution of crystallographic orientations in real metals may exert an important influence on the anisotropy of the cleavage-stress.

Basic relations of the model

1. It is assumed that an arbitrarily oriented crack nucleus becomes unstable if:

$$\sigma_1^C \geq f \sigma_C \quad (1)$$

Here, σ_C is the critical (Griffith) stress for the crack nucleus (*oriented normal to the applied stress under uniaxial tension loading*) to become unstable, and f given by the expression [1]:

$$f = \frac{-\beta[1 + L_1\chi] + \sqrt{\beta^2[L_1\chi + 1]^2 - [1 + L_1^2][\beta^2(1 - \chi) - 1]}}{L_{n1}^2(1 + L_1^2)} \quad (2)$$

is a parameter that characterizes the effect of the crack nucleus orientation on the critical tensile stress required for fast crack nucleus growth; $L_1 = l_{s1}/l_{n1}$, l_{n1} and l_{s1} are direction cosines describing the orientation of the applied tensile stress σ_1 relative to crystal coordinate system ($\vec{n}$ is normal to the crack nucleus plane, $\vec{s}$ is normal to the crack frontal line) (Figure illustrating crack nucleation see [1]); $\beta = \bar{\sigma}/\sigma_C$, $\chi = \bar{\tau}/\bar{\sigma}$ are relative values of the normal and shear dislocation micro-stresses acting on the crack nucleus.

2. The ratio of cleavage-stress values determined in two mutually perpendicular directions was suggested as the coefficient of cleavage-stress anisotropy in [1]. If micro-stress fluctuations are neglected, i.e. *micro- and macroscopic stresses are supposed to be equal*, then, as a first approximation, a coefficient describing the anisotropy of the cleavage-stress can be defined as follows:

$$\gamma_R \approx \frac{(\sigma_1^C)_I}{(\sigma_1^C)_{II}} \quad (3)$$

in which $(\sigma_1^C)_I$ and $(\sigma_1^C)_{II}$ are the values of the critical microscopic stress for the unstable growth of the crack nucleus in a sample tested in tension along two different directions and assuming a fixed cleavage plane. Combining Equations (1) and (2), the following relation is thus obtained:

$$\gamma_R \approx \frac{f_I}{f_{II}} \quad (4)$$

Equation (4) indicates that the orientation relative to the tension axis of the crystallographic plane on which crack nucleation occurs is the main reason for the anisotropy of the cleavage-stress in textured metals.

3. Relation between the magnitude of texture-component breadth and γ_R for a fiber texture

As was shown in [13], the breadth of the Gaussian fit describing the principal texture

components developed during deformation depends on the imposed plastic strain (Fig. 1). In a prior analysis [1], the effect on γ_R of a sharp *axial* texture with a [110] fiber axis, such as is developed in drawn wires of cubic metals, was established. In this previous work, the *macroscopic* stress state was assumed to be uniaxial tension.

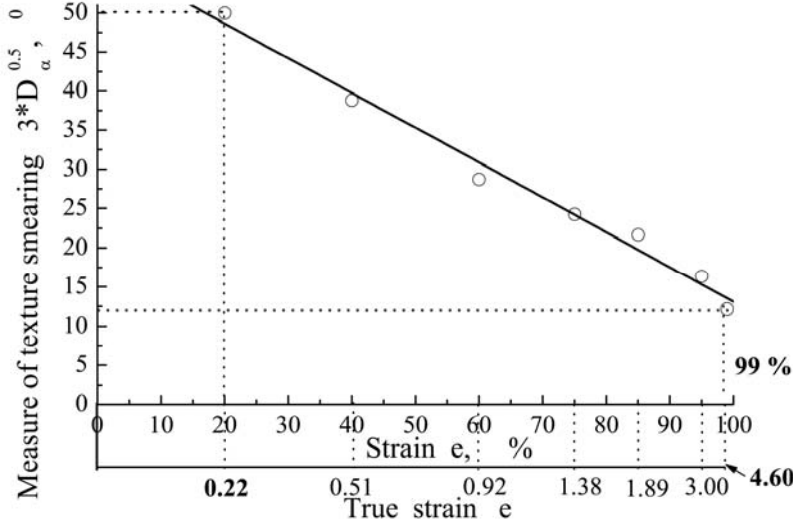


Fig. 1: Breadth of texture component dependence on the plastic strain. D_{α} denotes the variance of the breadth of texture component; $\alpha_{\min}^* \approx 12^0$ is α^* at a plastic strain of ~ 4.6 (○ denote experimental data [13]).

The coefficient of cleavage-stress anisotropy, γ_R , for an axial (fiber) texture can be estimated as the ratio of the critical stress to form the unstable crack nucleus during tension along the [110] fiber-axis direction to the minimum value of this stress which is found for tensile loading along a direction *normal* to the fiber axis [1]. From Equation (3), γ_R is thus:

$$\gamma_R \approx \frac{(\sigma_1^C)_{[110]}}{(\sigma_1^C)_{[1\bar{1}2]}} \quad (5)$$

in which $(\sigma_1^C)_{[110]}$ and $(\sigma_1^C)_{[1\bar{1}2]}$ are the values of the critical micro-stress for the formation of the unstable crack nucleus during tension testing of the polycrystalline sample along the [110] and $[1\bar{1}2]$ directions, respectively. The $[1\bar{1}2]$ direction is chosen for the transverse direction because calculations show that among directions lying perpendicular to the [110] fiber axis, $[1\bar{1}2]$ and $[\bar{1}12]$ are those at which the critical stress reaches its minimum value (Fig.2). Neglecting the micro-stress values in the Equation (2) (i.e. if $\beta = 0$ and $\chi = 0$), and supposing the crack nucleus to be susceptible only to normal stresses ($L_1 = 0$ [1]), it is found that $\sigma_{1C}^{[110]} = 4.00 \sigma_C$ and $\sigma_1^{[1\bar{1}2]} = \sigma_1^{[\bar{1}12]} \approx 1.33 \sigma_C$, in which σ_C denotes the value of the critical (Griffith) stress for the initiation of unstable growth of a crack lying in a plane normal to direction of the applied tension stress. Substituting these values into Equation (5), one obtains $\gamma_R \approx 3$. For a cubic material, this is the maximum possible theoretical value of the anisotropy coefficient γ_R for the case when the texture is sharp.

As is well known, cleavage fracture obeys a “weakest-link” principle [14]. In the present case, this means that the crack nucleus will form on a macroscopic (sample) plane most

favorably oriented relative to the applied tensile stress and which also contains grains whose cleavage plane is parallel to this specimen plane. For a material with a fiber texture, the macroscopic plane is thus a function of the maximum fiber component breadth α^* .

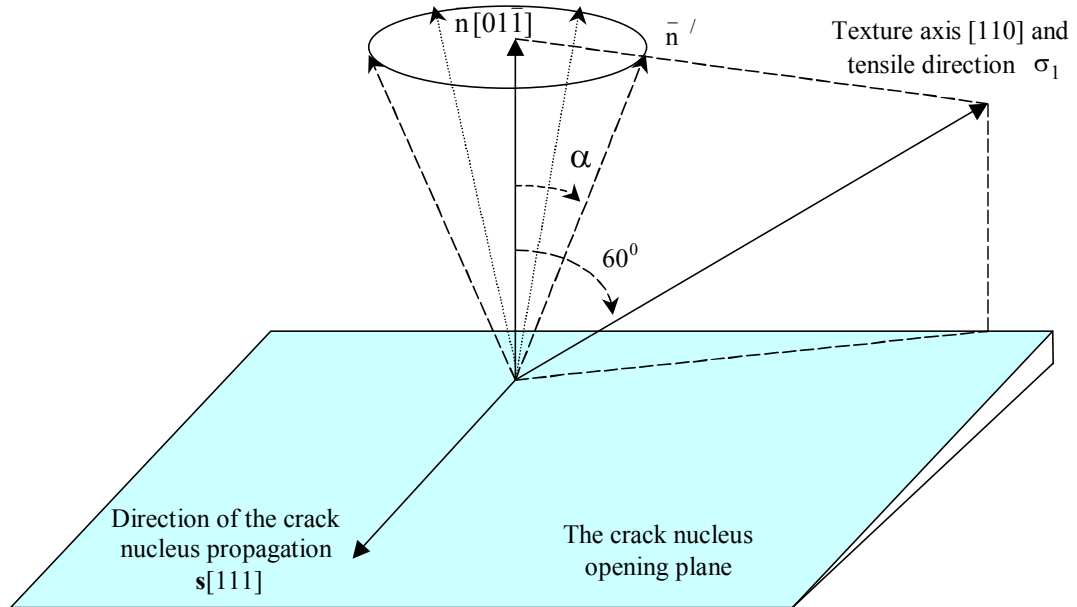


Figure 2: Relation between texture smearing and spread of the orientation of the crack-nucleus opening plane; $\vec{s}$ and $\vec{n}$ denote the direction of crack propagation and the normal to the slip plane.

Inasmuch as each crack nucleus opens on a plane in a given crystallographic family (e.g., $\{01\bar{1}\}$ planes for bcc crystals), which are unambiguously dependent on the texture relative to the imposed loading axis, then texture-component smearing results in a spread of the crack nuclei opening planes (Fig. 2). It means that smearing of texture influences critical cleavage-stress via approaching the crack plane orientation to its most favourable position. This is the physical nature of the texture smearing effect on the value of cleavage-stress anisotropy. The locus of the normals to the crack nucleus plane, $\vec{n}'$, comprises a cone with a half-angle α around the direction of the fiber $\vec{n}[01\bar{1}]$. Because the critical stress associated with instability of the crack nucleus, σ_1^C , depends on the angle between the normal to the crack-nucleus plane and the tensile axis $\sigma_1[110]$, then the value of σ_1^C is different for different positions of the normal, $\vec{n}'$. As was mentioned above, γ_R is usually estimated by determining only the *minimum* value of σ_1^C in mutually perpendicular directions. For real materials with smeared textures, calculations show that σ_1^C reaches its *minimum* when the scattered normal $\vec{n}'$, “ideal” (initial) normal $\vec{n}[01\bar{1}]$, and tension axis $\sigma_1[110]$ are situated in the *same* plane, thus leading to a minimum angle between $\vec{n}'$ and σ_1 . Therefore, a deviation of the texture axis from the direction $[110]$ by the angle α in the plane $(\vec{n}, \vec{n}', \sigma_1)$ gives rise to a deviation of the normal to the crack plane by the same angle in the same plane, i.e. to an equivalent deviation of the orientation of the crack nucleation plane. Thus, the influence of texture smearing on the value of the coefficient γ_R is due to deviations of the orientations of the crack-nucleation planes. Here, the smearing angles of the normal to the most favourably oriented cracks are equal to the maximum breadth of texture component, α^* , for an axial

fiber texture. Therefore, the effect of texture smearing on γ_R relies on examining the smearing of normals to the crack nucleation planes.

The “weakest-link” principle also implies that *not average but maximum value* of the breadth of texture component, α^* , affects critical cleavage-stress. At Gaussian law of smearing the maximum breadth of texture component is usually evaluated as $\alpha^* \approx 3\sqrt{D_\alpha}$, where D_α is the variance of the breadth of texture component (i.e. $\sqrt{D_\alpha}$ is standard deviation of the value of tilt angle of crystallographic texture axis from its ideal direction, e.g. for axial texture – from wire axis). It may be calculated from the *experimental* half-width

angle $\bar{\beta}$, namely, $D_\alpha \approx \frac{\bar{\beta}^2}{5.52}$. Thus, $\alpha^* \approx 1.277 \cdot \bar{\beta}$. Fig.1 presents experimental data [13] for

the dependence of the half-width angle $\bar{\beta}$ recalculated in terms of the equivalent value of α^* (e) on the value of plastic prestrain (reduction in area, e). This dependence indicates that at drawing the value of maximum breadth of texture component decreases with the plastic strain growth, and its minimum value at a reduction of 99% (corresponding to a true strain of ~ 4.6) for the drawing texture of iron is $\alpha_{\min}^* \approx 12^\circ$. This value is in a good agreement with evidence in [9].

Computer calculations were performed to determine γ_R from Equation (5) for different breadths of texture component. The results, shown in Fig. 3, demonstrate that the effect of plastic strain on the breadth of texture component produces a decrease in γ_R of at least one-third relative to the value of γ_R for a sharp texture (i.e., $3 \rightarrow 2$). However, the existence of a minimum value of maximum breadth of texture component $\alpha_{\min}^*$ ($\approx 12^\circ$) enables the determination of the maximum contribution of crystallographic texture to the value of γ_R . The calculations (Fig. 3) reveal that this amounts to a factor of ~ 2 for the drawing textures under consideration; i.e., γ_R varies from 2 to 1 as the breadth of texture component increases.

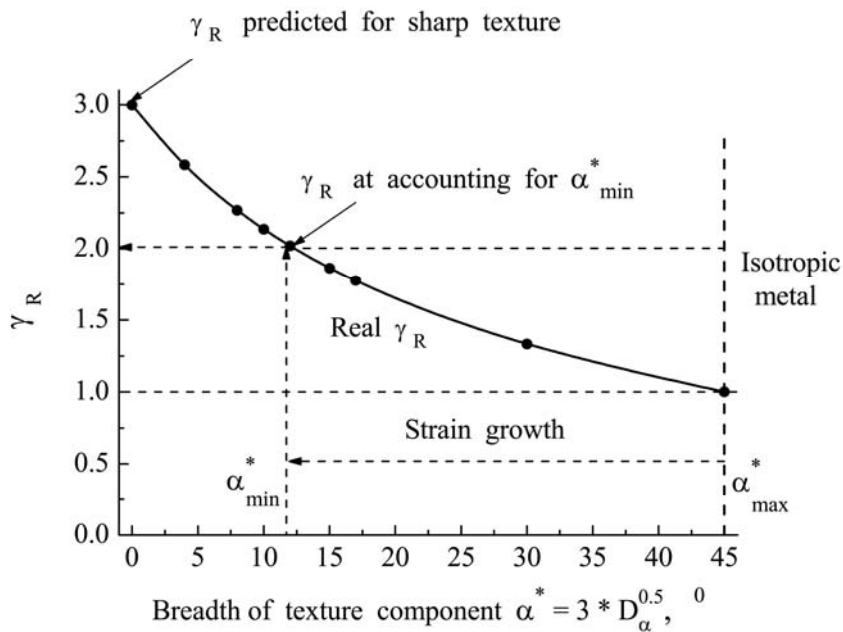


Fig. 3: Effect of texture smearing on the value of γ_R . γ_R predicted for sharp texture is the maximum contribution of crystallographic texture to the value of γ_R .

In practice, the value of $\gamma_R \sim 2$ represents an *upper bound*. The actual value will be less than 2 because of the breadth of texture component dependence on strain level (Fig. 1). The breadth of texture component grows with decreasing in the value of wire upset, so the coefficient of cleavage-stress anisotropy decreases. Estimations indicate that at $\alpha_{\min}^* \approx 45^\circ \dots 50^\circ$ the values of cleavage-stress in mutually perpendicular directions become the same. For breadths of texture component greater than $\sim 45^\circ \dots 50^\circ$, $\gamma_R = 1$, and the material behaves isotropically.

4. The effect of texture smearing on the cleavage-stress anisotropy under triaxial stress conditions

Typically, the cleavage-stress anisotropy of a metal reflects the test-direction dependence of *local* fracture stress (at the crack nucleus tip or notch tip). However, even under conditions of *macro*-scopic uniaxial tension, the *microscopic* stress state will be *triaxial* in nature. Thus, it is of interest to determine how the cleavage-stress anisotropy coefficient changes with the state of stress. In this section, the effect of stress state on γ_R for a material with a rolling texture is examined, and the results are compared to previous experimental measurements [10-12]. Calculations were conducted assuming that the rolling direction coincides with [110], and the rolling plane is (001). The macroscopic stress state was taken to be triaxial tension. Let us estimate the effect of triaxiality taking as an example rolling plate with Charpy notch. There are two limit cases, namely, when maximum tensile stress at the notch tip, σ_1 , coincides with through-thickness direction (the first case), and when this stress is oriented transversely to rolling direction (the second case).

As a first example, calculations were conducted for the case of a sharp texture ($\alpha = 0$) and different values of the stress ratio $\eta_{21} = \sigma_2/\sigma_1$ for a given value of $\eta_{31} = \sigma_3/\sigma_1 \approx 0.41$ (Fig.4). The results in Fig.4 show that γ_R decreases as η_{21} increases. In particular, for $\eta_{21} \approx 0.7 - 0.8$, $\eta_{31} \approx 0.41$, or stress-state parameters that typify the loading conditions ahead of the notch in Charpy tests [11], the magnitude of γ_R was predicted to lie between approximately 1.06 and 1.12. These values are similar to those found experimentally. Certain exceeding of experimental evidence over the calculation results may, possibly, be due to micro-stress effect (at evaluations parameters β and χ in (2) were neglected). The decrease in the magnitude of γ_R may be explained using Equation (5) and explicit expressions for $(\sigma_1^C)_{[110]}$ and $(\sigma_1^C)_{[112]}$ for the case of triaxial tension. Substituting these expressions into Equation (5), the following is obtained:

$$\gamma_R \approx \frac{(l_{n2}/l_{n1})^2 + \eta_{21}(l_{n3}/l_{n1})^2 + \eta_{31}}{1 + \eta_{21}(l_{n2}/l_{n1})^2 + \eta_{31}(l_{n3}/l_{n1})^2}. \quad (6)$$

For a fixed value of η_{31} (it should be kept in mind that in mechanics η_{21} is *generally accepted to be greater or equal than* η_{31}), the dependence of γ_R on the parameter η_{21} is of the following form, therefore:

$$\gamma_R(\eta_{21}) = \frac{a\eta_{21} + b}{c\eta_{21} + d}, \quad (7)$$

where

$$a = (l_{n3}/l_{n1})^2, \quad b = (l_{n2}/l_{n1})^2 + \eta_{31}, \quad c = (l_{n2}/l_{n1})^2, \quad d = 1 + \eta_{31}(l_{n3}/l_{n1})^2. \quad (8)$$

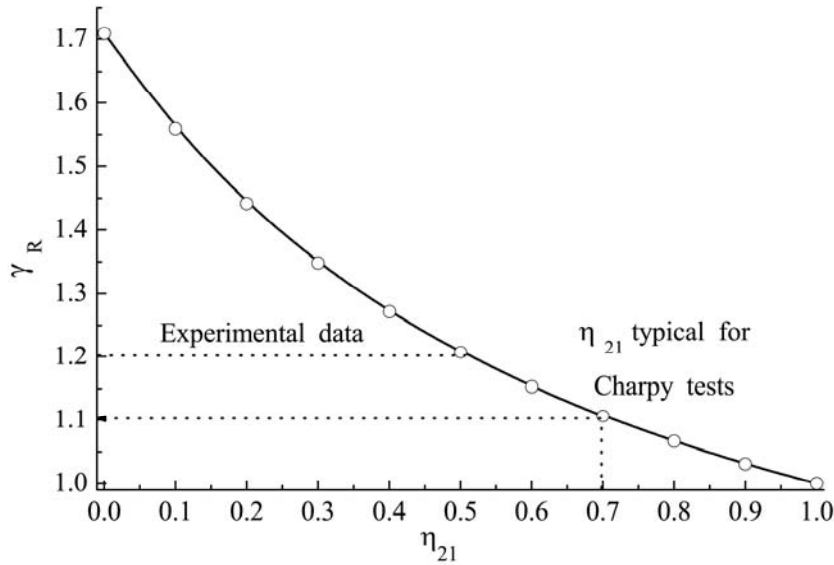


Fig. 4. Dependence of the cleavage-stress anisotropy coefficient, γ_R , on the parameters of multiaxial stress state $\eta_{21} = \sigma_2/\sigma_1$, $\eta_{31} = \sigma_3/\sigma_1$ for the case of a sharp rolling texture, ($\eta_{31} = 0.41$).

Expressions similar to Equations (6) and (7) may also be derived for the case, in which η_{21} is constant. In addition, a relatively simple analysis based on Equation (6) shows that γ_R decreases monotonically with increases in the (independent-variable) stress ratio in both cases. The maximum value of γ_R equals approximately 2 at $\eta_{31} = \eta_{21} = 0$ (for rolling texture) and has a minimum value of exactly unity for $\eta_{31} = \eta_{21} = 1$, i.e., for $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$ (this is lower bound because accounting of the micro-stress effect increases γ_R). The latter is evident because at the *inifrom* triaxial tension ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$) stress field is symmetric. It means that at an arbitrary crack nucleus orientation, which is specified by crystallographic texture parameters, the magnitude of normal stresses, acting on the crack nucleus, is the same.

It should also be noted that dependences identical to those for $\eta_{31} = 0.41$ are obtained for any value η_{31} in the range $0 \leq \eta_{31} \leq 1$. The only difference is that the specific curve relating γ_R and η_{21} is situated higher (for $\eta_{31} \leq 0.41$) or lower (for $\eta_{31} \geq 0.41$) than that given in Fig. 4.

Above results are obtained for perfectly sharp texture. It is of practical interest to predict how the texture smearing influences dependence of anisotropy coefficient on the triaxial stress state parameters. Fig. 5 summarizes calculations for the cleavage-stress anisotropy γ_R for cases involving both texture smearing (four values of $\alpha_{\min}^*$ are considered) and a triaxial stress state. To simplify calculations, direction [110] was supposed to spread axisymmetrically relatively to its location in sharp texture. The dependence of γ_R on η_{21} for $\alpha \neq 0$ is similar to that for a sharp texture ($\alpha = 0$) shown in Fig. 4. As $\eta_{21} \rightarrow 1$, the difference between the magnitude of γ_R for a sharp texture and textures with various breadths of texture component decreases; i.e., the effect of texture smearing on the cleavage-stress anisotropy

decreases. At $\alpha_{\min}^* \approx 45^\circ$, the effect of cleavage-stress anisotropy practically vanishes just as in the case of uniaxial tension (Fig. 3). In fact, under conditions of 'balanced' biaxial or triaxial loading, γ_R is not sensitive to the degree of texture perfection.

This conclusion is of great importance for prediction of structural integrity because experimental finding of the coefficient of cleavage-stress anisotropy using σ_F at the notch tip essentially decreases γ_R . From a practical standpoint, the results in Fig. 5 also suggest that the maximum level of cleavage-stress anisotropy be obtained for conditions characterized by stress states closest to uniaxial tension, i.e. for determination of maximum γ_R values, specimens, where such stress state of metal is realized, should be applied.

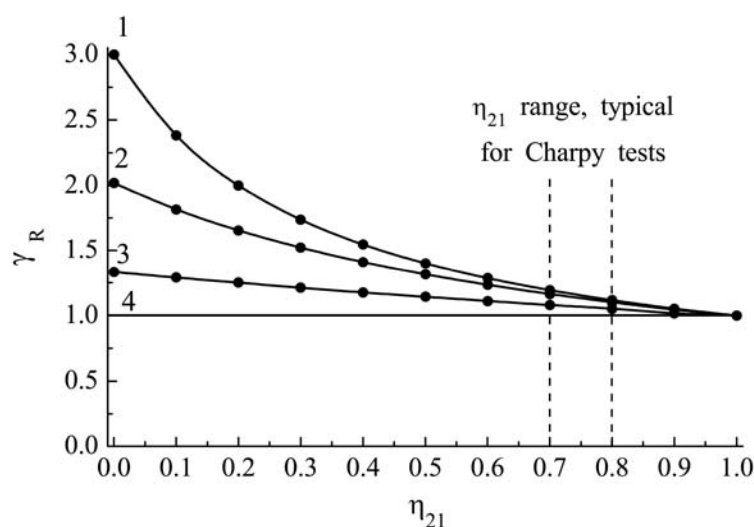


Fig. 5. Simultaneous influence of the breadth of texture component, α^* , and the multiaxial stress state parameters, $\eta_{21} = \sigma_2/\sigma_1$, $\eta_{31} = \sigma_3/\sigma_1$, on the cleavage-stress anisotropy coefficient γ_R ($\eta_{31} = 0.41$): 1 – sharp texture; 2 - $\alpha^* = 12^\circ$; 3 - $\alpha^* = 30^\circ$; 4 - $\alpha^* = 45^\circ$.

5. Conclusions

A theoretical investigation of the effect of texture smearing on the anisotropy of the cleavage-stress of metals was conducted. The following conclusions are drawn from this work:

1. Non-uniform distribution of orientations of crystallographic planes where the crack nucleus open is the main reason for cleavage-stress anisotropy of textured polycrystals. Texture smearing gives rise to decrease in the value of coefficient of cleavage-stress anisotropy. For $\alpha_{\min}^* \sim 12^\circ$, the cleavage-stress anisotropy coefficient γ_R under uniaxial tension loading is decreased by a factor of one-third relative to that for a perfectly-sharp texture.
2. The magnitude of the coefficient of cleavage-stress anisotropy depends on the maximum value of the breadth of texture component α^* ($\alpha^* = 3\sqrt{D_\alpha}$, where D_α is the variance of breadths of texture component).
3. The breadth of texture component, α^* , typically found in drawn metals (axial or drawing texture) decreases to its minimum value of approximately $\alpha_{\min}^* \sim 10-15^\circ$ (this is the

lower bound of α^*), as the imposed deformation is increased from 0.2 to 4.6. Here, exceeding of cleavage-stress measured along the wire axis may be twofold relatively to those measured in transverse direction due to crystallographic texture. At $\alpha^* \approx 45^\circ$ effect of cleavage-stress anisotropy vanishes.

4. A triaxial stress state also significantly decreases the value of the coefficient of cleavage-stress anisotropy γ_R in comparison to its value under conditions of uniaxial tension. This is due to the growth of stress field symmetry. The effect of texture smearing on γ_R decreases to zero as the stress state approaches a state consisting of balanced biaxial stress or purely hydrostatic stress. At the uniform triaxial tension ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$) the coefficient of cleavage-stress anisotropy owing to crystallographic texture $\gamma_R \rightarrow 1$. By virtue of above mentioned, the level of cleavage-stress anisotropy determined by the data on local cleavage-stress at the notch tip is much smaller than the same obtained at uniaxial tension. Therefore, the small values of γ_R typically found experimentally may be attributed to texture smearing as well as to triaxial stresses on both a macro- and micro-scale.

Acknowledgements

The authors gratefully acknowledge Dr. S. L. Semiatin for his stimulating discussions and helpful suggestions.

References

1. S. Kotrechko and V. Dniprenko, Influence of Crystallographic Texture on Cleavage Stress Anisotropy of Polycrystalline Metal. *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*. 2003, in press
2. A. D. Rollet and S. I Wright, Typical Textures in Metals. In: *Texture and Anisotropy: Preferred Orientations in Polycrystals and their Effect on Materials Properties*, by U. F. Kocks, C. N. Tomé, H. R. Wenk. Cambridge University Press, 2000.
3. H.-J. Bunge, *Texture Analysis in Material Science – Mathematical Methods*. London: Butterworth, 1982.
4. C. T. Necker, Recrystallization Texture in Cold Rolled Copper. Ph.D. Thesis (Philadelphia Pa: Drexel University), 1997.
5. K. Verbeken, L. Kestens, J. J. Jonas, Microtextural Study of Orientation Change During Nucleation and Growth in a Cold Rolled ULC Steel. *Scripta Mater*. Vol 48, pp.1457-1462, 2003.
6. F. Bitter, *Introduction to Ferromagnetism*. New York: McGraw-Hill, 1937.
7. H. Schaeben, Parameterization and Probability Distributions of Orientations. *Texture Microstruct*. Vol. 13, pp. 51-54, 1990.
8. D. Raabe, Texture and Microstructure Evolution During Cold Rolling of a Strip Cast and of a Hot Rolled Austenitic Stainless Steels. *Acta Mater*. Vol. 45, No. 3, pp.1137-1151, 1997.
9. M. Winning, G. Gottstein, L.S. Shvindlerman. On the mechanisms of grain boundary migration. *Acta Materialia*, Vol. 50, pp. 353-364, 2002.
10. B. Dogan and J. D. Boyd, Through-Thickness Fracture of a Ti-V-N Plate Steel. *Metallurgical Transactions A*. Vol. 21A, pp.1177-1191, 1990.
11. G. Baldi and G. Buzzichelli, Critical Stress for Delamination Fracture in HSLA Steels, *Metal Science*. Vol. 12, No. 10, pp. 459-472, 1978.
12. J. Sun, J. D. Boyd, Effect of Thermomechanical Processing on Anisotropy of Cleavage Fracture Stress in Microalloyed Linepipe Steels. *International Journal of Pressure Vessels and Piping*. Vol. 77, pp. 369-377, 2000.
13. Yu. Ya. Meshkov T. N. Serditova. Fracture of Deformed Steel, Naukova Dumka, Kiev, 1989 (in Russian).
14. W.A. Weibull. Statistic Theory of Strength of Materials. *Proc.Roy. Swed. Inst Eng. Res.*, 151, 5-12 (1939).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИКЛИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СУБМИКРОННЫХ ОБЪЕМОВ АМОРФНОГО СПЛАВА $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО ИНДЕНТИРОВАНИЯ

Головин Ю. И., Иволгин В. И., Тюрин А. И., Потапов С. В.

Тамбовский государственный университет, г. Тамбов, Россия
golovin@tsu.tmb.ru

Несмотря на то, что пластическая деформация (в отличие от упругой) протекает всегда неоднородно на атомарном уровне, в физике пластичности принято различать гомогенные и гетерогенные моды течения. Условная граница между ними определяется, главным образом, температурой испытания, скоростью относительной деформации, предысторией, характерными размерами образца и состоянием его поверхности.

В настоящей работе ставилась цель выявления областей устойчивого и неустойчивого пластического течения объемного аморфного сплава $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ в условиях циклического локального деформирования (в процессе нагружения и разгрузки отпечатка) с различной скоростью и на разную глубину, а также выяснения параметров и роли скачков в суммарном массопереносе материала из-под индентора.

Исследования проводили на специально разработанной оригинальной компьютеризированной установке по динамическому наноиндентированию. Она имеет разрешение по глубине внедрения алмазной пирамидки Берковича до 1 нм, а по времени - до 50 мкс. Это позволяет разрешать без интегрирования скачки с длительностью на фронте ≥ 100 мкс.

Нагружение осуществляли треугольным импульсом силы P с амплитудой от 50 до 85 мН и длительностью от 20 мс до 500 с и синхронно регистрировали зависимости $P(t)$ и $h(t)$ или $P(h)$.

Анализ полученных данных показал, что скачки деформации могут возникать как в фазе роста усилия вдавливания, так и в процессе разгрузки. При этом число скачков в одном цикле индентирования могло меняться от десятков до полного отсутствия в зависимости от скорости относительной деформации. Видимая регулярность в моментах появления скачков отсутствовала, а амплитуда отдельного скачка варьировалась от единиц до десятков нм и не была очевидным образом связана с глубиной отпечатка или скоростью нагружения.

Данные о количестве и величине скачков позволили оценить их роль в массопереносе материала из-под индентора в процессе формирования отпечатка.

Показано, что доля объема, вытесняемого индивидуальным скачком, варьируется от 0 до 40 % в зависимости от глубины и скорости относительной деформации.

Таким образом, в настоящей работе показано, что процесс непрерывного локального деформирования аморфного сплава при динамическом наноиндентировании $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$ сопровождается скачкообразными модами пластического течения как при нагружении, так и при разгрузке. Установлены границы области существования скачкообразной моды течения при наноиндентировании в фазовом пространстве глубина отпечатка – скорость относительной деформации материала и определены основные характеристики скачков (амплитуда, количество, доля в массопереносе из-под индентора и др.).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 01-02-16573 и № 04-02-17198) и Министерства образования РФ, грант в области естественных наук (шифр Е02-3.4-263).

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОМЕХАНИЗМОВ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В НАНООБЪЕМАХ ПРИ ДЕЙСТВИИ ВЫСОКИХ ЛОКАЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

Головин Ю. И., Тюрин А. И., Бойцов Э. А., Хлебников В. В.

Тамбовский государственный университет, г. Тамбов, Россия

golovin@tsu.tmb.ru

Исследования механических свойств и микромеханизмов пластической деформации различных материалов на уровне отдельных элементарных событий в одном микро- или наноконтакте при действии высоких локальных напряжений становится все более актуальным. Это обусловлено разработкой и созданием интегрированных микроэлектромеханических систем и интеллектуальных микророботов, систем записи, хранения и считывания информации на механических носителях путем нанесения уколов атомарно острыми иглами, зондовой силовой микроскопией и другими потребностями нанотехнологии. Кроме того, многие практически важные случаи получения и механической обработки материалов, изготовления из них различных изделий и их дальнейшая эксплуатация (микро- и наноконтактное взаимодействие при сухом трении, механическая шлифовка и полировка, абразивный и эрозионный износ, соударение микро- и наночастиц между собой и с поверхностью твердых тел, тонкий помол и т.д.) подразумевают значительную локальную упруго-пластическую деформацию в субмикронных областях в условиях высоких скоростей относительной деформации ($\text{более } 10^2 \text{ с}^{-1}$).

Смоделировать и исследовать процесс локальной деформации при высоких локальных напряжениях позволяет методика динамического наноиндентирования. Поэтому цель работы заключалась в исследовании кинетики формирования отпечатка, определении кинетических и активационных параметров, установлении типа структурных дефектов и доминирующих микромеханизмов пластической деформации материала под индентором при различных видах динамического наноиндентирования.

Исследования осуществляли алмазной пирамидой Берковича при комнатной температуре на ионных и ковалентных кристаллах (LiF, Si), керамике (ZrO_2) и полимере (ПММА) в диапазоне нагрузок до 100 мН и скоростей относительной деформации от 0,01 до 100 с^{-1} , на специально разработанной установке, имеющей высокое пространственное (до 1 нм) и временное (до 100 мкс) разрешение. Определены кинетические (глубина и скорость внедрения индентора, скорость относительной деформации), силовые (величина контактных напряжений, динамическая нанотвердость) и активационные (величина активационного объема) параметры процесса формирования отпечатка.

Выявлено, что на каждом этапе постоянства величины приложенной силы при ступенчато-нарастающей нагрузке отпечаток формируется в несколько стадий (в зависимости от типа исследуемого материала и скорости нагружения), отличающиеся характерными временами, кинетическими и активационными параметрами.

Проведенный активационный анализ процесса формирования отпечатка позволил определить активационные параметры, выявить спектр структурных дефектов и предложить микромеханизмы массопереноса материала из-под индентора. Показано, что начальные стадии формирования отпечатка обусловлены пластической деформацией за счет моноатомных микромеханизмов массопереноса, которые затем сменяются стадиями скоррелированного движения отдельных атомов (краудионны или атомные кластеры), а для LiF – дислокационной пластичностью. Для ПММА движения отдельных боковых групп макромолекулы на начальных стадиях сменяются движением хребтовых звеньев макромолекулы – на завершающих стадиях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 01-02-16573 и № 04-02-17198) и Министерства образования РФ, грант в области естественных наук (шифр E02-3.4-263).

СКОРОСТНЫЕ И МАСШТАБНЫЕ ФАКТОРЫ ФОРМИРОВАНИЯ ЧИСЛА НАНОТВЕРДОСТИ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАНОИНДЕНТИРОВАНИИ

Головин Ю. И., Тюрин А. И., Хлебников В. В.

Тамбовский государственный университет, г. Тамбов, Россия

golovin@tsu.tmb.ru

Хорошо известно, что с уменьшением размеров объекта испытания или области деформирования до десятков – сотен нанометров все свойства материалов могут сильно измениться. Один из немногих способов, пригодных для определения физико-механических свойств материалов в субмикрообъемах – наноиндентирование, реализуемое непрерывным вдавливанием в поверхность хорошо аттестованного зонда линейно нарастающим во времени усилием $P(t)$. Спецификой (а в ряде случаев - и преимуществом) этого теста является контролируемое увеличение в процессе испытания размеров деформированной зоны по мере увеличения глубины отпечатка $h(t)$ на несколько порядков величины при одновременном уменьшении скорости относительной деформации $\dot{\epsilon} \approx (dh/dt)/h$. То есть, фактически, в одном цикле испытания происходит сканирование свойств материала и вдоль масштабной, и вдоль скоростной переменной. Вместе с тем, это приводит к смешиванию соответствующих зависимостей микротвердости от h и от $\dot{\epsilon}$.

Цель настоящей работы состояла в разделении вкладов масштабного и скоростного факторов в число динамической твердости H_d на различных этапах формирования отпечатка.

В качестве объектов исследования были выбраны ионные и ковалентные кристаллы (LiF, Ge, Si), полимер (ПММА) и плавленый кварц, представляющие различные группы материалов.

Индентирование осуществляли алмазной пирамидой Берковича под действием симметричного треугольного импульса силы с варьируемой амплитудой P_{max} (от 0,4 до 240 мН) и длительностью фронта импульса нагружения τ_f (в диапазоне времен τ_f от 10мс до 100 с) на динамическом наноиндентометре собственной конструкции. Зависимости $P(t)$ и $h(t)$ регистрировались с временным разрешением ~ 50 мкс и записывались компьютером. Затем по этим данным строились диаграммы полного цикла нагружения - разгрузки в координатах $P - h$. Это обеспечивало полностью контролируемые условия испытания для различных значений средней скорости относительной деформации $\langle \dot{\epsilon} \rangle \approx (dh/dt)/h \sim 1/\tau_f$ (в интервале от 10^{-2} до 10^2 с $^{-1}$), а также позволяло определять мгновенные значения величины действующей силы, глубины отпечатка и динамической твердости H_d в момент времени t .

Знание мгновенных значений H_d для различных скоростей относительной деформации и глубин отпечатка, а также величины статической твердости материала H_0 , позволило найти доли H_d , которые контролируются скоростным ΔH_r и масштабным ΔH_h факторами при заданных величинах h_c и $\langle \dot{\epsilon} \rangle$, в предположении аддитивности вкладов всех трех составляющих твердости.

Таким образом, в работе в достаточно широких диапазонах $\langle \dot{\epsilon} \rangle$ (от 10^{-2} до 10^2 с $^{-1}$) и h_c (от 2 мкм до 30 нм) предложен и реализован метод разделения вклада масштабного и скоростного факторов в формирование величины числа нанотвердости исследуемых материалов при динамическом наноиндентировании.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 01-02-16573 и № 04-02-17198) и Министерства образования РФ, грант в области естественных наук (шифр Е02-3.4-263).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПОЛЗУЧЕСТИ В СУБМИКРООБЪЕМАХ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАНОИНДЕНТИРОВАНИИ

Головин Ю. И., Тюрин А. И., Юнак М. А.

Тамбовский государственный университет, г. Тамбов, Россия

golovin@tsu.tmb.ru

Изучение процессов ползучести обычно осуществляется путем приложения к образцу постоянного усилия и исследования отклика материала на его влияние. Это позволяет выявить большое количество различных свойств твердых тел, обуславливающих их пластическую деформацию. И, в частности, помогло понять механизмы пластической деформации, протекающие в различных материалах при влиянии разных условий (температурных, механических, магнитных и др.).

Применительно к индентированию, методика ползучести может быть реализована посредством приложения к индентору импульса нагрузки трапецеидальной формы. Она заключается в приложении к индентору нарастающей нагрузки (с варьируемым фронтом и амплитудой), последующем выдерживании материала при постоянной нагрузке и дальнейшей разгрузке отпечатка.

Такая методика может позволить исследовать процессы ползучести в субмикрообъемах при динамическом наноиндентировании.

Поэтому цель работы заключалась в исследовании кинетики процесса ползучести в LiF и ПММА в зависимости от времени нарастания нагрузки и температуры индентирования.

Установлено, что ползучесть в LiF и ПММА на плато нагрузки проходит в две стадии. В LiF кинетика первой стадии (характерное время t до 7 – 8 с) — зависит от скорости нагружения, а второй (8 с $< t < 20$ с) — практически нет. Проведен активационный анализ выявленных стадий ползучести. Показано, что на первой стадии величина активационного объема γ изменяется от 5×10^{-29} до 10^{-28} м³, а на второй — составляет величину порядка 10^{-27} м³. Полученные значения величины γ соответствуют переходу от моноатомных к дислокационным механизмам течения в этих условиях.

В ПММА скорость нагружения так же влияет на кинетику I стадии (характерное время t составляет 4 – 5 с) и практически не влияет на кинетику второй (5 с $< t < 20$ с). Проведенный активационный анализ при комнатной температуре показал, что величина γ меняется на первой стадии от 10^{-28} до 5×10^{-28} м³, а на второй стадии остается неизменной $\sim 5 \times 10^{-28}$ м³. Полученные значения γ сопоставимы с объемом хребтового звена макромолекулы ПММА. Это свидетельствует в пользу того, что на стадии ползучести пластическая деформация ПММА обусловлена движением хребтовых сегментов макромолекулы.

Температурные исследования ползучести (в интервале от 25 до 116°C) при постоянном времени нарастания силы позволили определить кинетику формирования отпечатка и процесса ползучести, а также определить скоростные (скорость внедрения индентора и скорость относительной деформации), силовые (контактные напряжения и динамическая твердость) и активационные (энергия активации и активационный объем) параметры. Показано, что в ПММА процесс формирования отпечатка обусловлен деформацией материала за счет движения отдельных боковых или хребтовых звеньев макромолекулы (в зависимости от времени нарастания нагрузки, стадии индентирования и температуры).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 01-02-16573 и № 04-02-17198) и Министерства образования РФ, грант в области естественных наук (шифр E02-3.4-263).

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ, ИНДУЦИРУЕМЫЕ ВЫСОКИМ КОНТАКТНЫМ ДАВЛЕНИЕМ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАНОИНДЕНТИРОВАНИИ

Головин Ю. И., Коренков В. В.

Тамбовский государственный университет, г. Тамбов, Россия

golovin@tsu.tmb.ru

Во многих реальных наноконтактных процессах, таких как сухое трение, абразивный износ, тонкая механическая обработка (полировка, шлифовка и т. д.) высокие давления в элементарном пятне контакта способны инициировать фазовые превращения, влияние которых на механические свойства материалов в субмикрообъемах может оказаться весьма существенным. Так как свойства материала в микрообъемах во многом отличаются от получаемых в макроиспытаниях, то наноиндентирование является практически эксклюзивным способом моделирования таких процессов и количественной оценки механических свойств в микро- и нанообъемах.

В работе представлены результаты исследования структурных фазовых превращений под индентором в материалах с различной исходной структурой: ковалентных кристаллах (Si), трансформационно упрочняемых керамиках (ZrO_2+MgO и $ZrO_2+Y_2O_3$) и интерметаллидах (TiNi). Показано, что дилатометрический эффект при фазовых переходах в сильно локализованной области вблизи кончика индентора во всех материалах проявляется в образовании ступеньки на кривой нагружения («pop-in») или резком изменении наклона кривой разгрузки отпечатка («elbow»). Определены критерии, позволяющие надежно отделить скачки, определяемые фазовыми превращениями под индентором, от скачков, вызываемых другими видами неустойчивой деформации при индентировании – началом пластического течения материала, деформационным старением, генерацией локализованных полос сдвига, образованием и ростом микротрещин. Разработана методика многоциклового нагружения отпечатка с возрастающей от цикла к циклу предельной нагрузкой на индентор, позволяющая получать дополнительную информацию о параметрах фазового превращения из анализа линейных размеров, формы и площади петель гистерезиса, образующихся между кривыми повторного нагружения и разгрузки.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что параметры фазовых переходов в условиях сильной локализации деформации в микрообъемах существенно отличаются от получаемых при макроскопических испытаниях. Так, время полного выхода мартенситной фазы в отпечатке, размер которого меньше зерна исходной структуры циркониевой керамики $ZrO_2+Y_2O_3$, на три порядка величины меньше, чем в макроскопических образцах той же структуры. В сплаве TiNi при высоких скоростях нагружения давление, при котором происходит прямой мартенситный переход, в три раза выше чем при гидростатическом сжатии, но по мере приближения условий нагружения к квазистационарным, эта разница уменьшается до 25 – 30%.

В целом, полученные результаты свидетельствуют о перспективности применения наноиндентирования для исследования фазовых превращений в пятнах контакта реальных трибологических и других наноконтактных процессов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 04-02-17198) и Министерства Образования РФ (грант в области естественных наук № E02-3.4-263).

ОСОБЕННОСТИ ЭВОЛЮЦИИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В МЕТАЛЛАХ С ЭПФ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУР ФАЗОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ

Вьюненко Ю. Н., Носковец А. А.*

СПбГУ, БГТУ*, Санкт-Петербург, Россия

Развитие деформационных процессов ЭПФ в значительной степени контролируется эволюцией температурных полей как на макроскопическом уровне [1,2] так и за счет динамики дефектов вблизи зоны температур превращения [3]. Этим обусловлена необходимость исследования распределения температуры в элементах предполагаемых

конструкций и, в частности, в пластинах. Рассмотрим равномерный нагрев пластины, проводимый с плоскостей $x = l$ и $x = -l$ (Рис.1). Полагаем, что пластина достаточно велика и можно пренебречь поступлением тепла в материал пластины с других поверхностей. Изменение поля температуры T описывается в данном случае уравнением:

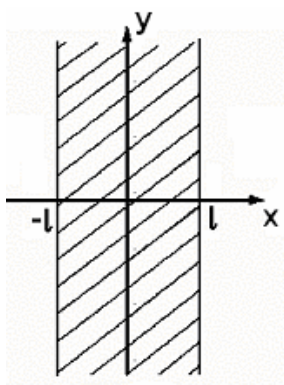


Рис.1.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(a(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right). \quad (1)$$

Полагаем, что начальная температура по всему объему пластины 293 К. Физические константы модельного материала принимаем равными константам эквивалентной композиции титан-никель. Температурные границы превращения: $A_s = 333$ К, $A_f = 343$ К.

Температуропроводность $a(T)$ описывается соотношениями:

$$a(T) = \begin{cases} \frac{\lambda}{c\rho}, & T < A_s, T > A_f \\ \frac{\lambda}{c\rho + c_1 \rho \frac{(T - A_s)(A_f - T)}{(A_f - A_s)^2}}, & A_s \leq T \leq A_f \end{cases}, \quad (2)$$

где ρ – плотность материала, c – теплоемкость однофазного состояния, λ – коэффициент теплопроводности.

Коэффициент c_1 определяют из формулы:

$$\int_{A_s}^{A_f} c_1 \frac{(T - A_s)(A_f - T)}{(A_f - A_s)^2} dT = Q, \quad (3)$$

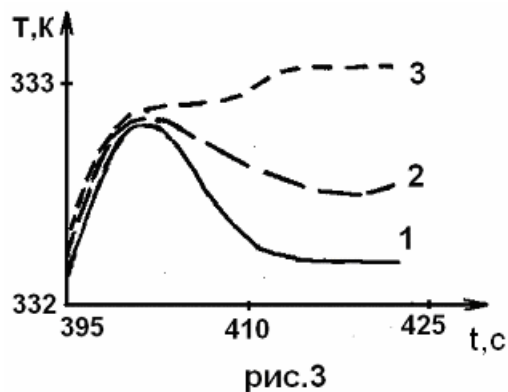
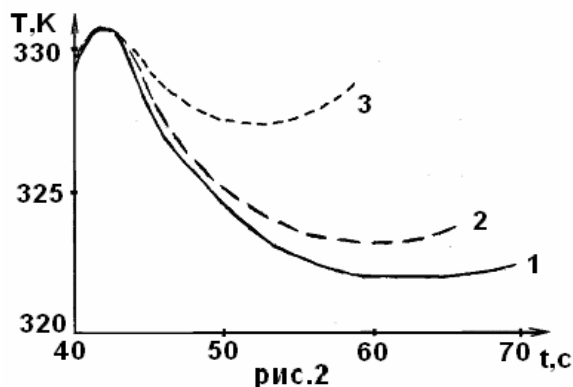
где Q – скрытая теплота превращения.

В численном эксперименте толщина пластины была выбрана равной 4 мм. При высокой скорости нагрева поверхности $\dot{T} = 1$ К/с с достижением температуры A_s и продолжением ее роста в приповерхностных слоях начинается понижение температуры. На рис.2 показано как этот процесс идет на глубине $\sim 0,07$ мм. В зависимости от величины теплоты превращения длительность времени падения температуры различна. Кривая 1 на рис.2 отражает изменение T во времени при $Q = 357$ Дж/г. Если же теплота превращения

щения равна 166 Дж/г, то минимальное значение температуры достигается на 2 секунды быстрее (кривая 2, рис.2). При этом минимальный уровень температуры на градус больше.

Характер изменения T не меняется и при $Q = 35,7$ Дж/г (кривая 3, рис.2). Лишь сокращаются перепад температур и временной отрезок, на котором наблюдается снижение T .

При умеренных скоростях нагрева ($T = 0,1$ К/с) может измениться и характер эволюции температурного поля. Если при величинах скрытой теплоты превращения 357 Дж/г и 166 Дж/г наблюдаем изменение температуры (кривые 1 и 2, рис.3), напоминающие результаты, приведенные на рис.2, то при $Q = 35,7$ Дж/г температурный максимум не обнаружен (кривая 3, рис.3). Отметим, что немонокотное изменение температуры от времени обнаруживается до глубины 0,42 мм при скорости нагрева пластины 1 К/с и теплоте превращения 357 Дж/г.



Приведенные данные объясняются изменением температуропроводности. Начало превращения блокирует поступление тепла во внутреннюю зону пластины. При этом предшествующий нагрев привел к образованию градиента температуры по сечению пластины. Сокращение подвода тепла в приповерхностную область с поверхности и передача значительной части накопленного тепла в менее нагретые центральные слои пластины приводит к наблюдаемым изменениям T со временем.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 04-01-00406, 04-01-00653 и программы Миннауки поддержки ведущих научных школ гранты НШ-2288.2003.

Список литературы

1. Вьюненко Ю.Н., Сырковская Л.Е. Температурная зависимость модуля упругости и эффекта памяти формы. В кн.: Механика прочности материалов с новыми функциональными свойствами. Рубежное, 1990, с.159-161.
2. Yu.N.Vyunenکو, L.F.Vyunenکو. Residual stresses mechanism of SME. Theory and simulation. J.Phys. IV Franse, 2003, v.112, p.235-238
3. Ю.Н.Вьюненко Инициирование деформационных процессов ЭПФ дисбалансом внутренних напряжений. Вестник ТГУ, т.8, вып. 4, 2003, с.561-562.

ЭПФ И СКРЫТАЯ ТЕПЛОТА ПРЕВРАЩЕНИЯ

Вьюненко Ю. Н.

СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

Моделирование эффекта памяти формы в рамках механизма остаточных напряжений [1,2] предполагает знание ряда физических характеристик и их поведения вблизи температур фазового превращения. Численные эксперименты [3,4] показали, что восстановление формы обусловлено нарушением равновесия остаточных напряжений в результате возникающего градиента температур и “дефекта” модулей в гетерофазной зоне. Размеры этой зоны и ее движение по объему конструкции определяют скорость нагрева поверхности (или объема материала), распределение температурных границ фазового перехода и скрытая теплотой превращения. Первый из трех факторов контролируется как в численных, так и в натурных экспериментах. Очень много имеется информации в литературе по влиянию различных факторов на температурные границы фазового превращения. О скрытой теплоте превращения данных немного, и в разных источниках значения этой характеристики сильно различаются. Поэтому представляют интерес результаты численного эксперимента по определению влияния величины теплоты превращения на деформационный процесс ЭПФ.

Рассмотрим восстановление формы изогнутого круглого цилиндра, равномерно нагреваемого с поверхности. Полагаем, что при деформировании были реализованы условия чистого изгиба. Считая цилиндр достаточно длинным, не учитываем нагрев с торцевых поверхностей. В этом случае в систему основных уравнений механизма остаточных напряжений ЭПФ войдет уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(a \frac{\partial T}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(a \frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad (1)$$

где $a = \frac{\lambda}{c(T)\rho}$ – коэффициент температуропроводности, λ – коэффициент теплопроводности, $c(T)$ – теплоемкость и ρ – плотность материала.

При условии пластической деформации по закону пластического течения уравнение равновесия моментов остаточных напряжений примет вид:

$$\int_0^{re} E(T) \frac{y^2}{R} \sqrt{r_0^2 - y^2} dy + \int_{re}^{r_0} E(T) \frac{y^2}{R} \left(\frac{y}{R} - \frac{y}{R_0} + \varepsilon_e \right) y \sqrt{r_0^2 - y^2} dy = 0, \quad (2)$$

где $E(T)$ – модуль Юнга, R – радиус кривизны цилиндра после снятия внешней нагрузки, R_0 – радиус оправки, r_0 – радиус цилиндра, re – расстояние от нейтрального слоя до границы зоны упругого деформирования материала.

Температурная зависимость модуля Юнга отражается кусочно-линейной функцией:

$$E(T) = \begin{cases} E_H, T < A_s \\ E_H \cdot \left(1 - \frac{2 \cdot (T - A_s)}{A_f - A_s}\right), A_s \leq T \leq \frac{A_s + A_f}{2} \\ E_H \cdot \frac{2 \cdot \left(T - \frac{A_s + A_f}{2}\right)}{A_f - A_s}, \frac{A_s + A_f}{2} \leq T \leq A_f \\ E_B, A_f \leq T \end{cases}, \quad (3)$$

где E_H и E_B модули Юнга, соответственно, низкотемпературной и высокотемпературной фаз, A_s и A_f , соответственно, температуры начала и конца превращения.

Влияние пластической деформации ε_p на значения A_s и A_f принимаются равными

$$A_s(\varepsilon_p) = A_{so} - k\varepsilon_p; A_f(\varepsilon_p) = A_{fo} - k\varepsilon_p, \quad (4)$$

где A_{so} и A_{fo} – температуры начала и конца превращения недеформированного материала.

Температурная зависимость теплоемкости представлена следующим образом:

$$c(T) = \begin{cases} c_0, T < A_s, T > A_f \\ c_0 + c_1 \frac{(T - A_s)(A_f - T)}{(A_f - A_s)^2}, A_s \leq T \leq A_f \end{cases}$$

где c_0 и c_1 константы. Значение c_1 зависит от теплоты превращения Q :

$$\int_{A_s}^{A_f} c_1 \frac{(T - A_s)(A_f - T)}{(A_f - A_s)^2} dT = Q.$$

Радиус цилиндра был выбран равным 2 мм. Температурные границы превращения были приняты равными: $A_{so} = 333$ К, $A_{fo} = 343$ К, а коэффициент $k = 10$ К. Радиус оправки R_0 был выбран таким образом, чтобы величина ε_p в наружном волокне составила 0,01. Остальные характеристики модельного материала были приняты равными соответствующим константам эквивалентного никелида титана. Скорость нагрева поверхности принимали равной 0,25 К/с.

На рис. 1 приведена температурная зависимость радиуса кривизны при величине теплоты превращения 356,9 Дж/г (кривая 1), 35,69 Дж/г (кривая 2) и 3,569 Дж/г (кривая 3). Из приведенных данных видно, что деформационный процесс восстановления формы во всех трех случаях начинается одновременно. Однако в первом случае из-за длительного прогрева материала изменение формы образца заканчивается при $T = 363$ К на поверхности. При меньших затратах тепла на перестройку кристаллических решеток формоизменение длится лишь до $T = 353$ К на поверхности (кривые 2,3). При этом возрастает коэффициент восстановления формы с 49,5% в первом случае до 54,2% во втором и до 56,3%; в третьем. Таким образом, теплота превращения может влиять на степень восстановления формы, обусловленную механизмом остаточных напряжений. Кроме этого, снижение значений теплоты превращения приводит к образованию локального минимума при температуре поверхности 346 К. По всей видимости, этот эффект (как и максимум на температурной зависимости R) – следствие температурной аномалии модуля Юнга и “конкуренции” материала, в котором остаточные напряжения стремятся восстановить первоначальную форму, и области с напряжениями, противодействующими ЭПФ.

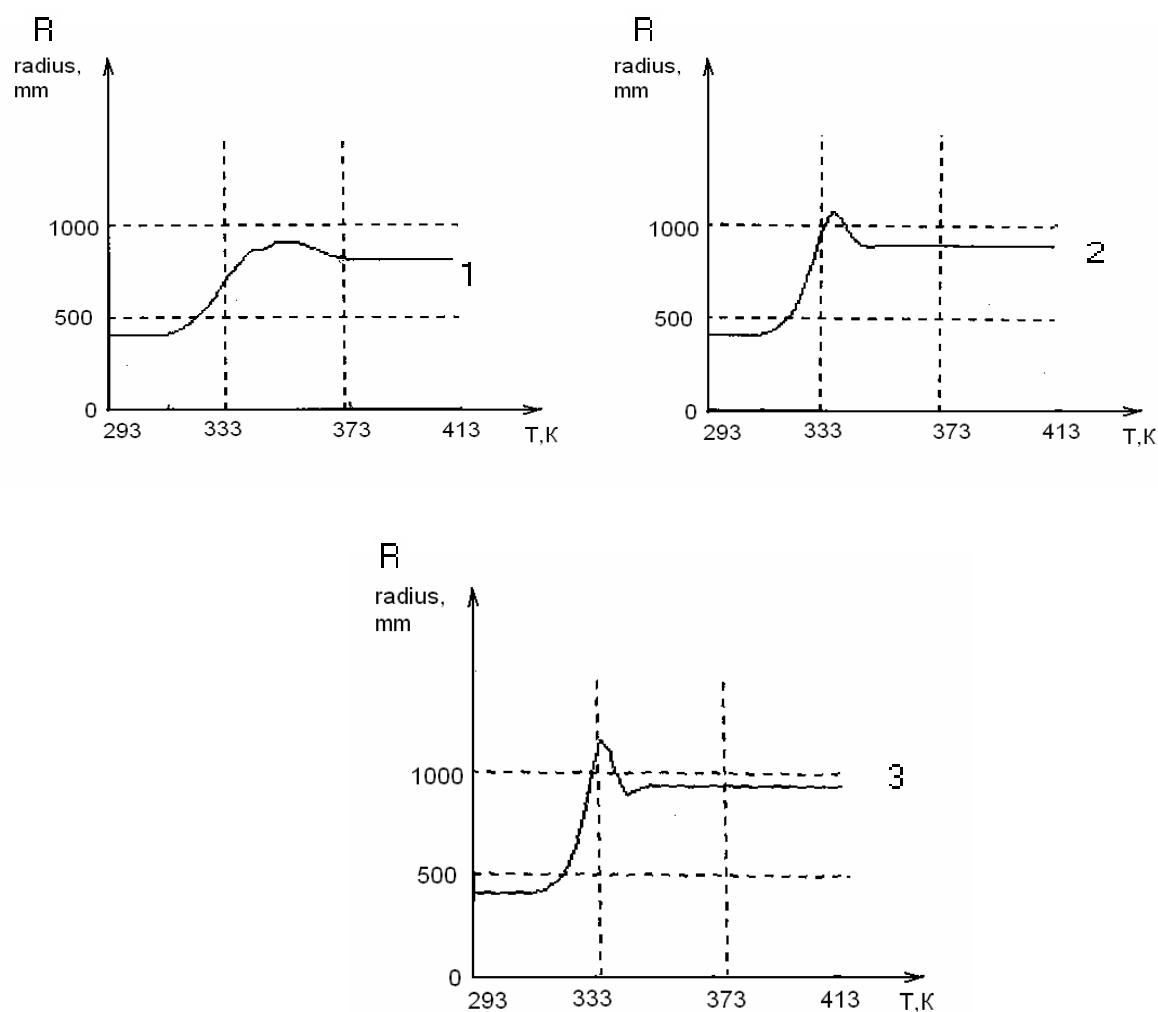


Рис.1.

Список литературы

1. Вьюненко Ю.Н., Сырковская Л.Е. “Дефект” модуля упругости и ЭФП. В кн.: Функционально-механические свойства материалов и их компьютерное конструирование. Псков, 1993, с. 538-540.
2. Yu.N.Vyunenکو, L.F.Vyunenکو. Residual stresses mechanism of SME. Theory and simulation. J.Phys. IV Franse, 2003, v.112, p.235-238
3. Вьюненко Ю.Н., Сырковская Л.Е. Температурная зависимость модуля упругости и эффекта памяти формы. В кн.: Механика прочности материалов с новыми функциональными свойствами. Рубежное, 1990, с.159-161.
4. Ю.Н.Вьюненко, Л.Ф.Вьюненко, Е.А.Пяк. Моделирование эволюции полей упругих характеристик материалов с ЭПФ. Вестник ТГУ, т.8, вып. 4, 2003, с.557-560.

ВЛИЯНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ТЕМПЕРАТУРНУЮ КИНЕТИКУ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВЕ TiNi

Беляев С. П., Реснина Н. Н.

*НИИ Математики и Механики Санкт-Петербургского государственного
университета, Санкт-Петербург, Россия*
spb@smel.math.spbu.ru

Температурная кинетика мартенситных превращений в TiNi зависит от таких факторов, как состав, термообработка и напряженно-деформированное состояние сплава. Действие напряжений на характеристические температуры и последовательность мартенситных превращений исследовали в большом числе работ [1], чего нельзя сказать об исследовании влияния предварительной пластической деформации. Вместе с тем, это направление представляется особенно актуальным, поскольку пластическое деформирование является одним из этапов предварительной термомеханической обработки заготовок из сплавов с памятью формы для получения полуфабрикатов.

Немногочисленные исследования, в которых были изучены мартенситные превращения в предварительно деформированных сплавах никелида титана [1], показали, что большие пластические деформации практически полностью подавляют фазовые переходы. Это связывают с наличием в материале большого количества дефектов, которые препятствуют зарождению и росту мартенситных кристаллов. Чаще всего кинетику мартенситных превращений исследуют в сильно деформированных сплавах, что не позволяет выявить эволюцию кинетики фазовых превращений с ростом деформации.

В настоящей работе методом измерения температурных зависимостей электросопротивления исследовали мартенситные превращения в сплаве TiNi, пластически деформированном в интервале от 0 до 60 %. Электрическое сопротивление определяли четырехточечным методом. Известно, что во время мартенситных превращений перестройка кристаллической структуры материала сопровождается появлением характерных перегибов и других особенностей на температурных зависимостях электросопротивления. По наличию и характеру таких особенностей можно судить о последовательности мартенситных превращений, температурах их реализации, гистерезисе и пр.

Исследования проводили на цилиндрическом образце сплава TiNi с диаметром и длиной 4 и 30 мм соответственно. Предварительно образец был отожжен в течение 15 минут при 1073 К, охлажден на воздухе, затем выдержан 2 ч при температуре 773 К. Для стабилизации свойств образец был подвергнут 10 термоциклам в интервале температур мартенситных превращений.

Все опыты проводили на одном образце. Предварительное деформирование осуществляли при температуре 600 К, которая превышает температуру M_d . Следовательно, деформация осуществлялась путем дислокационного скольжения и была необратимой. После пластического деформирования в аустенитном состоянии образец охлаждали до комнатной температуры, переводя в мартенситное состояние, деформировали на 3 % и термоциклировали в интервале 290 К ÷ 420 К со скоростью 1.5 К/мин, измеряя электросопротивление. Деформирование в мартенситном состоянии осуществляли для того, чтобы определить характер и величину эффекта памяти формы, однако результаты этих исследований будут обсуждаться в другой работе. После термоцикла сплав вновь нагревали до 600 К, дополнительно пластически деформировали и все описанные выше процедуры повторяли. Таким образом, полную деформацию $\gamma_{пл}$ наращивали ступенчато

до 60 %, регистрируя изменение свойств на каждом промежуточном этапе. Деформирование осуществляли кручением, для того чтобы исключить вклад изменения геометрических размеров в измеряемое электросопротивление.

Рассмотрим влияние предварительной пластической деформации на изменение температурной кинетики прямого мартенситного превращения. Анализ температурных зависимостей электросопротивления, полученных при охлаждении сплава (рис. 1), показывает, что прямое мартенситное превращение осуществляется по схеме $B2 \rightarrow R \rightarrow B19'$. Увеличение электросопротивления, наблюдаемое в изучаемом сплаве в интервале 330 – 320 К, как известно, свидетельствует о реализации $B2 \rightarrow R$ превращения, а резкое уменьшение электросопротивления связано с переходом в мартенситную

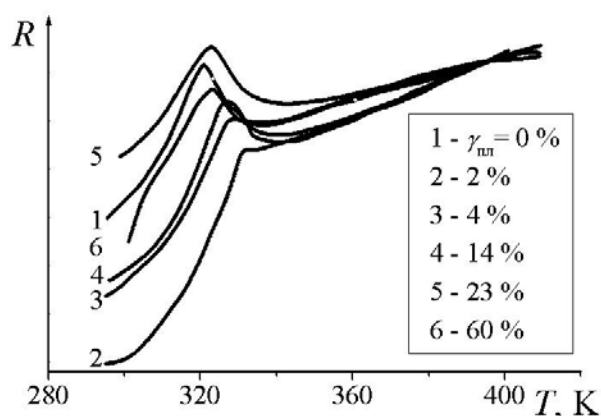


Рис. 1. Изменение электросопротивления при охлаждении образца после различной предварительной деформации.

фазу, который в недеформированном образце практически заканчивается при комнатной температуре. Отметим, что на кривой $R(T)$, полученной во время охлаждения образца, пластически деформированного на 2 % (рис. 1, кривая 2), рост электросопротивления, связанный с $B2 \rightarrow R$ переходом, выражен слабее, чем во всех остальных случаях. По-видимому, это обусловлено сильной чувствительностью превращения к наличию концентраторов напряжений вблизи когерентных выделений вторых фаз в никелиде титана [2]. Небольшая пластическая деформация изменяет характер распределения внутренних напряжений, сглаживая пиковые перенапряжения на границах фаз и тем самым уменьшая вероятность зарождения кристаллов ромбоэдрического мартенсита. При других величинах деформации четко выявляется двухстадийное превращение. Кроме того, после деформации сплава на 2 % температуры превращений резко повышаются. В дальнейшем, с нарастанием пластической деформации происходит постепенное смещение температур превращений в область меньших температур. При больших деформациях (рис. 1, кривые 4, 5, 6.) это приводит к тому, что прямой мартенситный переход не завершается при комнатной температуре.

Если вид кривых электросопротивления при охлаждении слабо меняется с ростом пластической деформации сплава, то во время нагревания наблюдается совершенно иная картина: форма кривых электросопротивления, как видно на рис. 2, претерпевает сильные изменения. До деформации и после малых деформаций на кривой $R(T)$ в ходе нагревания имеет место резкое увеличение электросопротивления при температуре, близкой к 360 К (рис. 2, кривые 1-3). Такое поведение электросопротивления в сплаве TiNi наблюдали во многих исследованиях, и его связывают с обратным превращением «мартенсит-аустенит». Однако после деформации на 14 % и более вид температурных зависимостей электросопротивления становится более сложным. Увеличение R с ростом температуры сменяется его уменьшением (отмечено стрелкой на кривой 4, рис. 2), а после 60 % деформации на кривой отчетливо обнаруживаются два «горба» и два пологих почти горизонтальных участка (отмечены стрелками на кривых 5 и 6, рис. 2). Вид зависимостей 4-6 на рис. 2 является весьма необычным. Можно было бы предполагать, например, что после малых деформаций обратное превращение реализуется в одну ста-

дийное превращение, которое в недеформированном образце практически заканчивается при комнатной температуре. Отметим, что на кривой $R(T)$, полученной во время охлаждения образца, пластически деформированного на 2 % (рис. 1, кривая 2), рост электросопротивления, связанный с $B2 \rightarrow R$ переходом, выражен слабее, чем во всех остальных случаях. По-видимому, это обусловлено сильной чувствительностью превращения к наличию концентраторов напряжений вблизи когерентных выделений вторых фаз в никелиде титана [2]. Небольшая пластическая деформация изменяет характер распределения внутренних напряжений, сглаживая пиковые перенапряжения на границах фаз и тем самым уменьшая вероятность зарождения кристаллов ромбоэдрического мартенсита. При других величинах деформации четко выявляется двухстадийное превращение. Кроме того, после деформации сплава на 2 % температуры превращений резко повышаются. В дальнейшем, с нарастанием пластической деформации происходит постепенное смещение температур превращений в область меньших температур. При больших деформациях (рис. 1, кривые 4, 5, 6.) это приводит к тому, что прямой мартенситный переход не завершается при комнатной температуре.

дию по схеме $B19' \rightarrow B2$, а после больших – в две стадии по схеме $B19' \rightarrow R \rightarrow B2$. Однако при этом трудно понять происхождение двукратного подъема и снижения сопротивления, как на зависимости 6, рис. 2. Кроме того, превращение $R \leftrightarrow B2$ характеризуется малым температурным гистерезисом $3 \div 5$ К [3], тогда как в деформированном материале наблюдается гистерезис 20 К и больше (следует сравнить рис. 1 и 2). Вероятнее всего, обнаруженные особенности изменения электросопротивления в деформированном сплаве TiNi обусловлены образованием структурных неоднородностей. В результате этого кинетика превращений в локальных объемах материала может сильно различаться, а аномалии температурного хода сопротивления обнаруживаются в широком интервале температур и имеют сложный характер в виду одновременной реализации превращений различных типов.

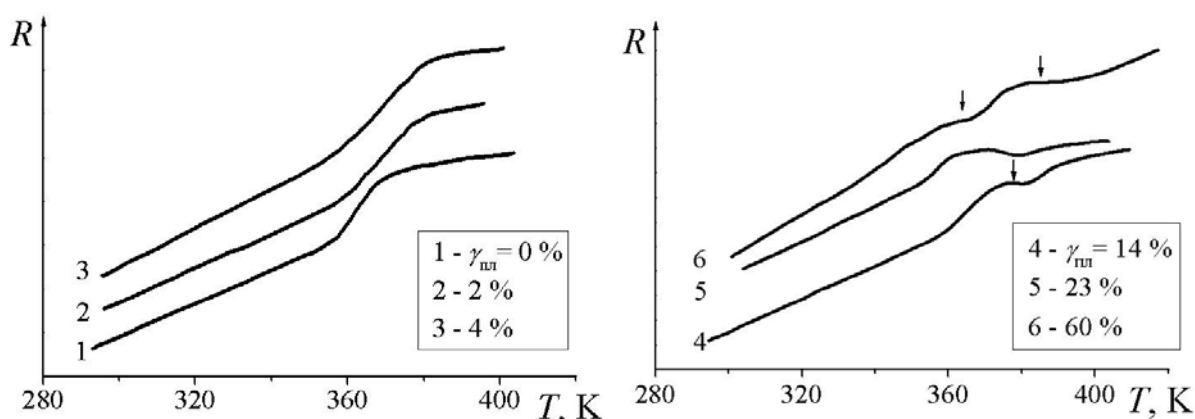


Рис. 2. Изменение электросопротивления при нагревании образца после различной предварительной деформации.

Эксперименты показали, что после пластической деформации 60 % на зависимостях $R(T)$ при термоциклировании выявляется необычный гистерезис по сопротивлению, то есть прямой и обратный ход кривых не совпадает (рис. 3). Гистерезис обнаруживается даже тогда, когда в процессе нагревания до 420 К все превращения заканчиваются, температурная зависимость электросопротивления становится линейной, и по

всем признакам материал должен находиться в однофазном аустенитном состоянии.

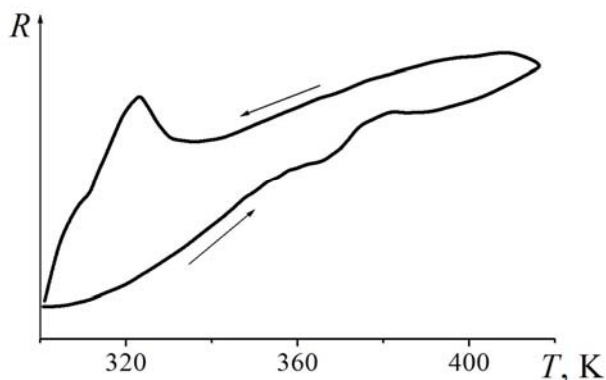


Рис. 3 Изменение электросопротивления при нагревании и охлаждении образца, предварительно деформированного на 60 %.

Для получения дополнительной информации о свойствах наблюдаемых явлений образец, подвергнутый пластической деформации на 60 %, термоциклировали в ограниченном диапазоне температур от 420 К до некоторой температуры, лежащей в интервале $390 \div 300$ К. Как видно из рис. 4, а, при переменах температуры в области $370 \div 420$ К электросопротивление изменяется линейно с температурой, но с гистерезисом. Нелинейность имеет место только в процессе перехода от нагревания к охлаждению или наоборот. Интересно, что величина гистерези-

са практически не зависит от температуры охлаждения. Она лишь слегка увеличивается, если при охлаждении образец претерпевает превращение $B2 \rightarrow R$ (рис. 4, а), причем в области температур $B2 \leftrightarrow R$ перехода сопротивление изменяется без гистерезиса. Отметим также, что в этом случае на ветви нагревания вблизи температуры 380 К обнаруживается отклонение от линейного хода электросопротивления (отмечено вертикальной стрелкой на рисунке). Если же при охлаждении достигали температур лежащих ниже 320 К, когда наблюдается снижение электросопротивления, связанное с $B2(R) \rightarrow B19'$ превращениями (рис. 4, б), то на ветви нагрева отчетливо видны особенности в виде двух «горбов», о которых говорилось выше. Становится понятным, что эти особенности связаны с мартенситными превращениями, причем именно с переходом в $B19'$ -фазу и обратно. Однако последовательность фазовых превращений, вызывающая такое изменение электросопротивления с ростом температуры остается неясной. Заметим, что после охлаждений в область $B2(R) \rightarrow B19'$ превращений сопротивление в высокотемпературной части кривой по-прежнему изменяется с гистерезисом.

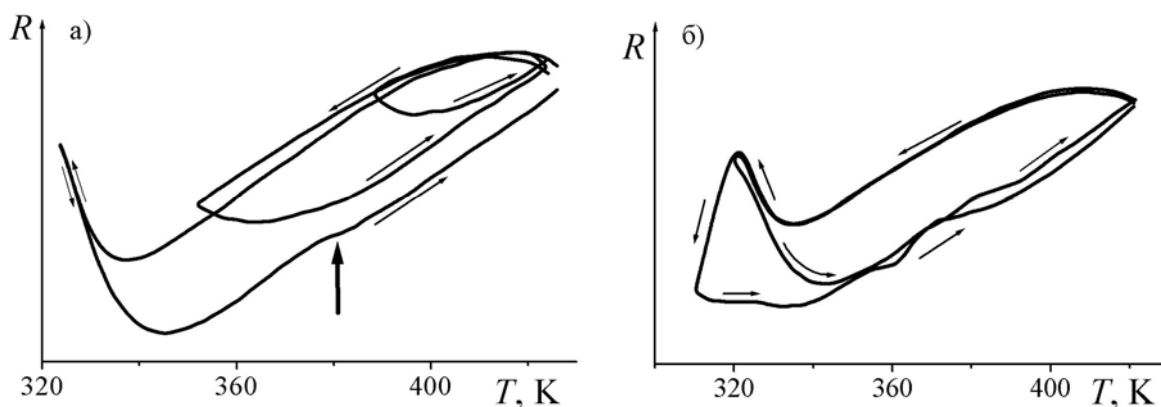


Рис. 4. Изменение электросопротивления при термоциклировании образца, предварительно деформированного на 60 %, через интервал неполного прямого превращения.

Известно, что последствия пластической деформации металлов могут быть в значительной степени устранены последующим отжигом. В никелиде титана отжиг также приводит к частичному восстановлению вида температурных зависимостей электросопротивления. Это можно видеть из рис. 5, где для сравнения изображены зависимости $R(T)$ исследуемого образца до деформации, после пластической деформации на 60 % и последовательных отжигов по различным режимам.

После отжига при 770 К в течение 2 часов на высокотемпературной ветви зависимости при нагревании полностью исчезает гистерезис и особенности в виде двукратного подъема и снижения сопротивления. Однако, по сравнению с недеформированным состоянием в образце после пластической деформации и отжига слабее выражено превращение $B2 \rightarrow R$ при охлаждении, температуры превращения оказываются несколько смещенными в высокотемпературную область, а на ветви нагрева имеется небольшой участок аномального хода кривой, который отмечен вертикальной стрелкой на рис. 5.

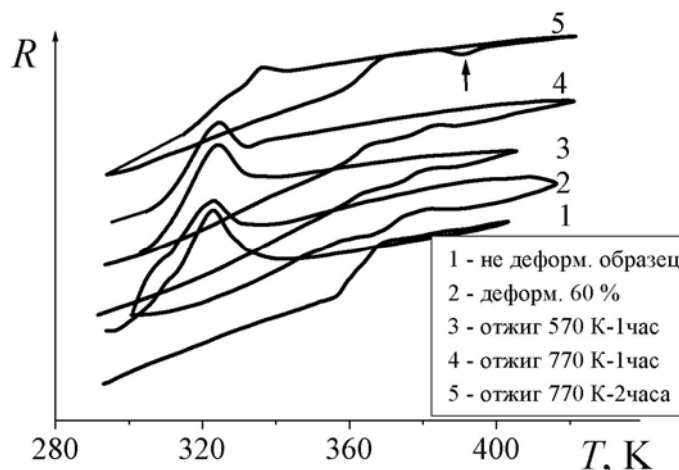


Рис. 5. Температурные зависимости электросопротивления при отжиге пластически деформированного образца.

Таким образом, можно заключить, что пластическая деформация сплава TiNi уменьшает температуры прямых мартенситных превращений, не изменяя их последовательности, но последовательность обратных мартенситных превращений существенно изменяется. После большой пластической деформации на температурной зависимости электросопротивления образца наблюдается обратимый гистерезис по сопротивлению в широкой области температур от 300 К до 420 К. Отжиг при 770 К частично восстанавливает свойства сплава. Природа необычного характера обратных превращений в деформированном сплаве и высокотемпературного гистерезиса электросопротивления по-видимому может быть выяснена только с привлечением специальных структурных методов исследования. Не исключено, что обнаруженные в настоящей работе особенности развития превращений в деформированном сплаве TiNi обусловлены использованным способом нагружения кручением, при котором деформация и остаточные напряжения по сечению образца распределены неравномерно.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 04-01-00406 и программы Миннауки поддержки ведущих научных школ гранты НШ-2288.2003.1 и НШ-2180.2003.1.

Список литературы

1. Материалы с эффектом памяти формы: Справ. изд. / под ред. Лихачева В. А. – СПб: НИИХ СПбГУ, 1998.
2. Зельдович В. И., Хомская И. В., Фролова Н. Ю. Сбитнева Г. А. Наблюдение гетерогенного зарождения мартенсита в никелиде титана // Труды XXXVIII Международного семинара «Актуальные проблемы прочности», г. Санкт Петербург, 24-27 сентября 2001 г. – Санкт Петербург, 2001. – С. 63–67.
3. Хачин В.Н., Пушин В.Г., Кондратьев В.В. Никелид титана: структура и свойства. – М.: Наука. 1992. –160 с.

УПРАВЛЕНИЕ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ НИЗКОЧАСТОТНЫМИ МЕХАНИЧЕСКИМИ КОЛЕБАНИЯМИ ПОСРЕДСТВОМ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ

Беляев С. П., Волков А. Е., Евард М. Е., Дубилет Д. С.

*НИИ Математики и Механики Санкт-Петербургского государственного
университета, Санкт-Петербург, Россия*
spb@smel.math.spbu.ru

Введение

Функциональные свойства сплавов с памятью формы дают возможность управлять колебаниями в системах, содержащих активные элементы из этих сплавов путем подачи импульсов нагрева. При нагреве через температурный интервал обратного мартенситного превращения такой элемент генерирует напряжения, противодействующие деформации, тем самым сообщая системе механический импульс. При охлаждении происходит релаксация напряжений, что приводит к частичному преобразованию потенциальной механической энергии в структурную энергию. Возможность использования такого метода управления колебаниями была экспериментально и с помощью метода компьютерного моделирования рассмотрена в работах [1-5]. В работе [5], кроме того, изучали возможность защиты зданий от разрушительного действия землетрясений как за счет демпфирования колебаний, так и путем изоляции от колеблющегося основания. Для моделирования механического поведения элемента из сплава с памятью формы использовали микроструктурную модель, описанную в [5, 6]. Применение такого подхода, приводящего к довольно сложной системе определяющих уравнений, обусловлено необходимостью точного расчета эволюции напряжений и деформаций при одновременном изменении температуры и граничных условий. Другие примеры микроструктурных моделей приведены в работах [9–11].

Результаты экспериментальных исследований и численного моделирования управляемых колебаний крутильного маятника описаны в работах [1, 2, 4, 5, 7, 8]. Показано, что если нагрев и охлаждение производятся достаточно быстро, то температурные воздействия можно осуществлять таким образом, что амплитуда колебаний будет либо уменьшаться, либо увеличиваться. Полученные данные были подкреплены моделированием. Однако соответствие расчетных и экспериментальных результатов оставалось только качественным. Было показано, что в зависимости от выбора управляющего параметра (времени задержки, которое было зафиксировано во время всего эксперимента) можно получить три типа управления: демпфирование, генерацию и режим незатухающих колебаний. В настоящей работе сделан следующий шаг в моделировании управляемых колебаний. Показано, что вид колебаний очень чувствителен не только ко времени задержки, но и к другим параметрам, таким как максимальная температура нагревания и температура окружающей среды. Путем точного воспроизведения этих параметров в модельном эксперименте удалось добиться более точного соответствия экспериментальным данным. Другая проблема, изучавшаяся в рамках данной работы, — возможность сделать контроль колебаний более предсказуемым путем введения обратной связи для определения величины контролирующего параметра.

Модель колебательной системы

Проведенные ранее эксперименты были выполнены для крутильного маятника, описанного в работах [1, 2, 7]. Маятник состоял из коромысла длиной 260 мм, на каждом конце которого был закреплен груз массой 130 г. Коромысло соединено с проволокой из сплава Ti-50at.%Ni длиной 470 мм и диаметром 0.42 мм. Материал проволоки имел следующие температуры фазовых превращений: $M_s = 330 \pm 2$ К, $M_f = 310 \pm 2$ К, $A_s = 340 \pm 5$ К, $A_f = 355 \pm 5$ К. Период свободных колебаний был около 12 с. Начальный угол отклонения маятника от положения равновесия соответствовал сдвиговой деформации $\gamma_0 = 0.12\%$. Образец нагревался импульсами переменного тока продолжительностью 0.6 с и охлаждался на воздухе. На зависимости температуры от времени при охлаждении можно различить три стадии, соответствующие различным фазовым состояниям материала с памятью формы: выше M_s , в интервале $M_s - M_f$, и ниже M_f . На каждой стадии эту зависимость можно считать приблизительно экспоненциальной: $T = T_{\text{amb}} + (T_{\text{max}} - T_{\text{amb}})\exp(-(t - t_0)/\tau_c)$, где T_{max} и t_0 — максимальная температура и начальное время соответствующей стадии, T_{amb} — температура окружающей среды, τ_c — временная константа, характеризующая скорость охлаждения (ее выбирали равной примерно 8 с для первой стадии и примерно 12 с для второй и третьей). Образец претерпевал превращение из мартенсита в аустенит и обратно за время меньшее, чем полупериод колебаний.

Моделирование колебаний производилось с использованием микроструктурной модели механического поведения сплавов с памятью формы, дающей возможность рассчитывать приращение деформации по известным приращениям температуры и напряжения, и уравнения движения крутильного маятника, которое играло роль граничных условий для активного элемента из сплава с памятью формы. Процедура моделирования подробно описана в работах [7, 8].

Простое управление колебаниями

Параметрами, влияющими на колебания описываемого маятника, являются T_{max} , τ_c и время задержки Δt — временной интервал между моментом максимального отклонения маятника от положения равновесия и моментом подачи теплового импульса (рис. 1). Температура окружающей среды и время нагрева в каждом эксперименте фиксировались. Поскольку время нагрева и сила тока были постоянными, а температура в момент подачи импульса зависела от реального времени охлаждения, максимальная температура T_{max} была различной для разных импульсов нагрева. Колебания при периодическом воздействии импульсов нагрева являются вынужденными, поскольку стержень из сплава с памятью формы генерирует дополнительное напряжение при обратном превращении, вызванном нагревом.

При $t < 0.25T_v^{\text{free}}$ (T_v^{free} — период свободных колебаний) это напряжение ускоряет, а при $\Delta t > 0.25T_v^{\text{free}}$ приводит к торможению маятника. Прямое мартенситное превращение при последующем охлаждении вызывает релаксацию напряжений. В результате его действие зависит от фазы колебаний, на которую оно приходится, и эволюция характера колебаний зависит не только от времени задержки, но также определяется максимальной температурой и скоростью охлаждения. Поэтому для того, чтобы достичь лучшего результата при моделировании управляемых колебаний, необходимо аккуратно воспроизвести условия реального эксперимента, т.е. точно выдержать не только величину времени задержки и условие $T_{\text{max}} > A_f$ для того, чтобы обратное превращение было завершенным, но сами величины T_{max} и T_{amb} должны быть такими же, как в эксперименте, поскольку они определяют кинетику охлаждения и, следовательно, временное

положение прямого превращения по отношению к фазе колебаний. Результаты расчетов при соблюдении таких условий приведены на рис. 2.

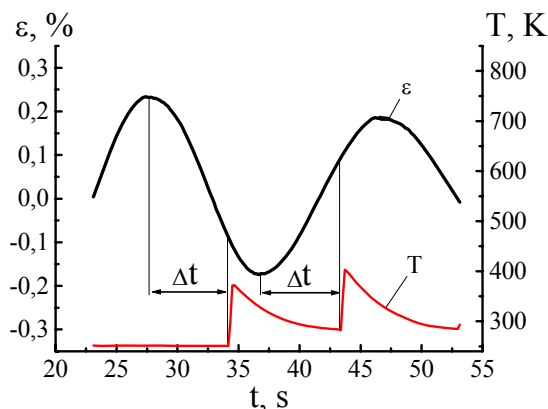


Рис. 1. Схема зависимости деформации ε и температуры T активного элемента из материала с памятью формы от времени t при колебаниях крутильного маятника, управляемых периодическими импульсами нагрева, временное положение которых определяется управляющим параметром временем задержки Δt между моментами максимального отклонения маятника от положения равновесия и временем подачи импульса нагрева.

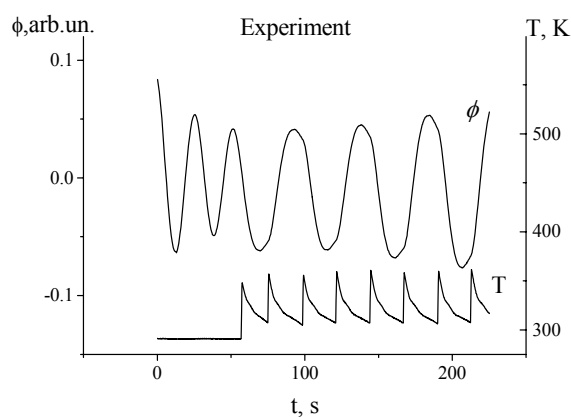
Надо заметить, что из-за того, что ошибки, возникающие на каждом периоде колебаний, накапливаются, не удалось достичь точного количественного соответствия с экспериментальными результатами, хотя качественное соответствие довольно хорошее.

Для малых значений $\Delta t/T_v^{\text{free}}$ период контролируемых колебаний больше, чем в случае свободных колебаний, и проволока из сплава с памятью формы охлаждается до полного завершения прямого превращения. Как можно ожидать в соответствии с объяснением, приведенным выше, амплитуда колебаний возрастает при $\Delta t/T_v^{\text{free}} = 0.24 < 0.25$ и уменьшается при $\Delta t/T_v^{\text{free}} = 0.35 > 0.25$. В случае $\Delta t/T_v^{\text{free}} = 0.41$ оказывается, что $T_v \approx T_v^{\text{free}}$, температура не достигает M_f при охлаждении, и прямое превращение оказывается незавершенным. Зависимость периода контролируемых колебаний от времени задержки приведена на рис. 3.

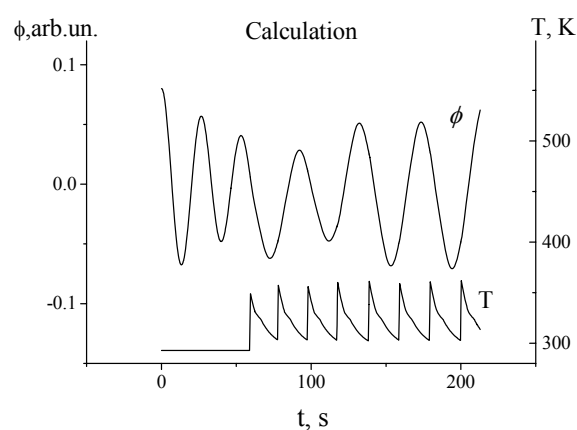
Управление колебаниями при незавершенных мартенситных превращениях

Если при нагревании активного элемента из сплава с памятью формы температура окружающей среды недостаточно низка или максимальная температура сильно превышает A_f , может оказаться, что прямое мартенситное превращение не успевает полностью завершиться в течение данного полупериода колебаний. Аналогично, если при нагреве не достигается температура A_f , обратное превращение оказывается незавершенным. Далее мы будем называть эти режимы управлением с незавершенным прямым или обратным превращением. Влияние тепловых импульсов на амплитуду колебаний будем характеризовать величиной $\delta = (1/3)\ln(A_1/A_3)$, где A_1 и A_3 — амплитуды первого и третьего колебания после начала серии управляющих тепловых импульсов. Если амплитуда уменьшается, величина δ положительна и имеет смысл логарифмического декремента для первых трех колебаний. Если амплитуда возрастает, значение δ отрицательно и характеризует усиление колебаний. Зависимость δ от времени задержки Δt , полученная в результате моделирования управляемых колебаний с незавершенными превращениями, представлена на рис. 4.

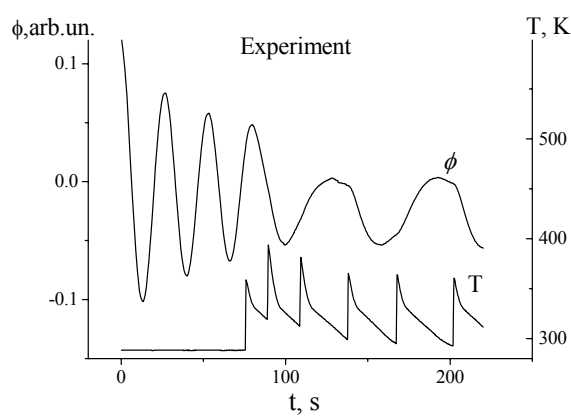
$$\Delta t/T_v^{\text{free}}=0.24$$



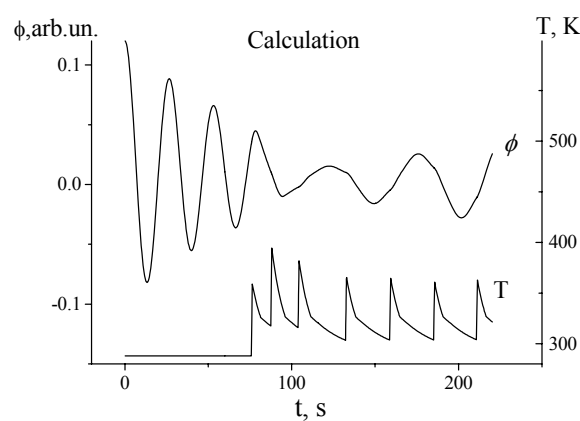
$$\Delta t/T_v^{\text{free}}=0.24$$



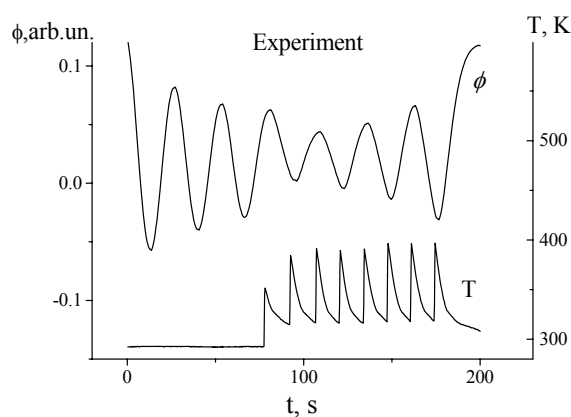
$$\Delta t/T_v^{\text{free}}=0.35$$



$$\Delta t/T_v^{\text{free}}=0.35$$



$$\Delta t/T_v^{\text{free}}=0.41$$



$$\Delta t/T_v^{\text{free}}=0.41$$

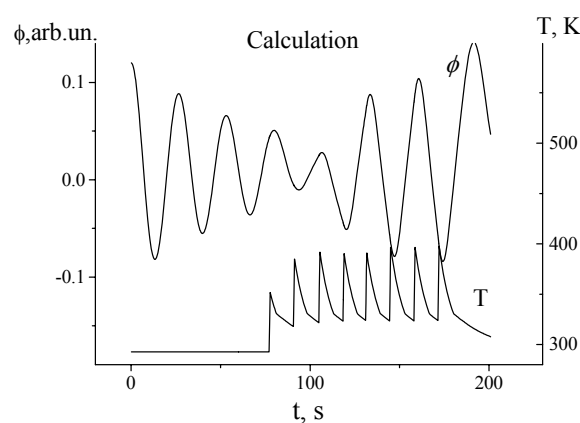


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные зависимости (виброграммы) угла поворота ϕ при различных режимах изменения температуры, определяемых отношением управляющего параметра Δt к периоду свободных колебаний T_v^{free} .

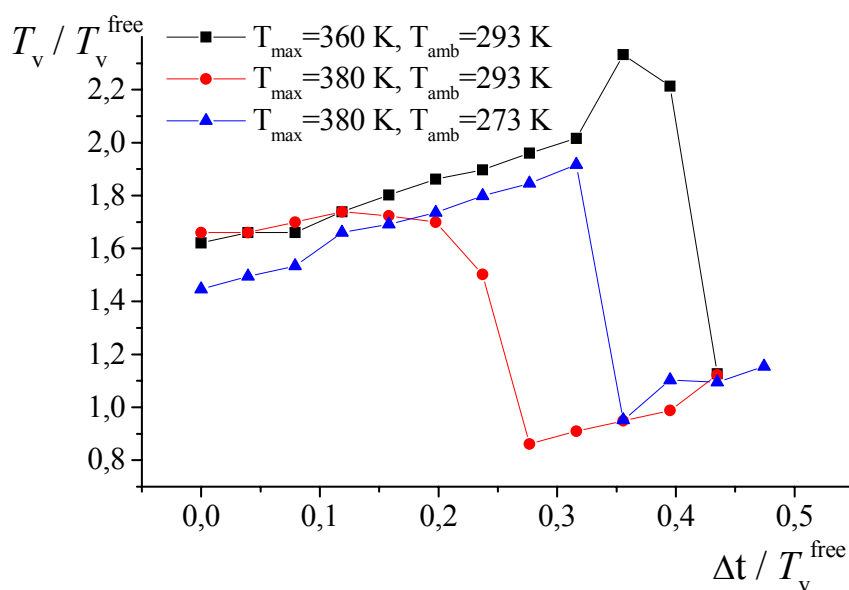


Рис. 3. Зависимость периода управляемых колебаний T_v от управляющего параметра Δt для различных значений температур $T_{\max}$ и T_{amb} .

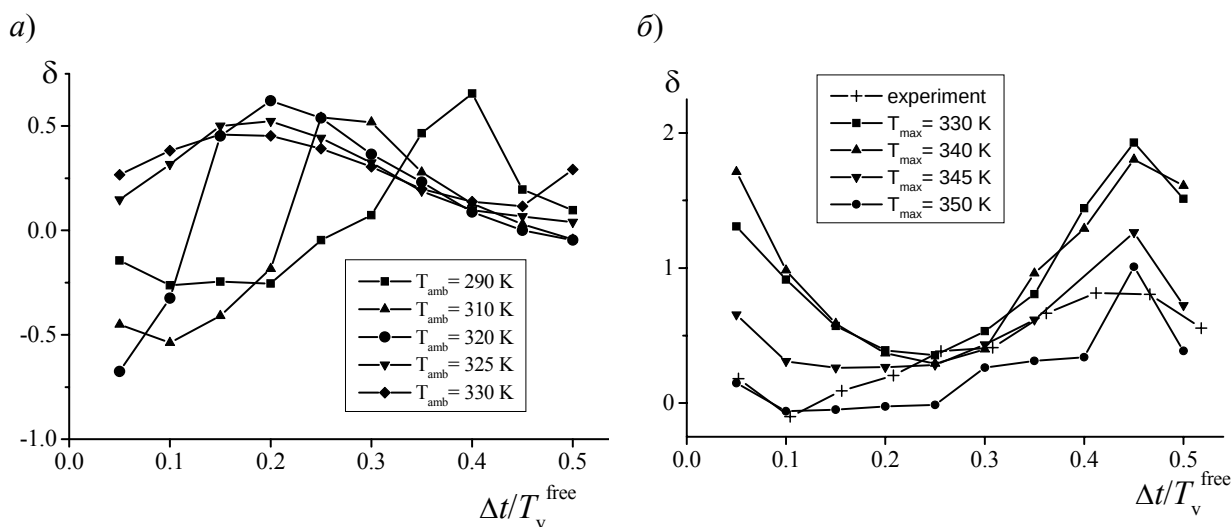


Рис. 4. Зависимость декремента δ управляемых колебаний от отношения управляющего параметра — времени задержки Δt к периоду свободных колебаний T_v^{free} : а) управление с незавершенным прямым превращением; б) управление с незавершенным обратным превращением.

Анализ данных, приведенных на рис. 4,а, показывает, что при высокой температуре окружающей среды T_{amb} (330 и 325 К) тепловые импульсы практически не оказывают влияния на колебания, происходит лишь демпфирование за счет сил внутреннего трения ($\delta > 0$) для всех значений Δt . При более низкой T_{amb} происходит более глубокое охлаждение, так что прямое превращение охватывает значительную часть объема, и при малых значениях Δt наблюдается усиление колебаний ($\delta < 0$). Подобные результаты были получены при управлении с незавершенным обратным превращением. Соответствие с данными прямых наблюдений в данном случае имеется лишь качественное, поскольку измерение температуры в эксперименте было недостаточно достоверным.

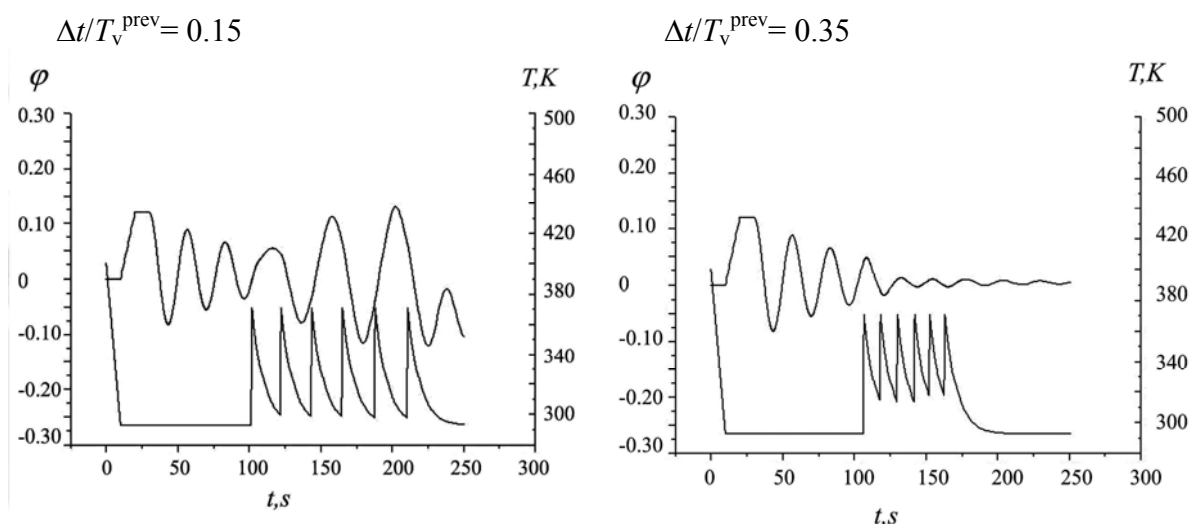


Рис. 5. Расчетная временная зависимость угла поворота φ при различных режимах изменения температуры, определяемых отношением управляющего параметра Δt к предыдущему периоду колебаний T_v^{prev} .

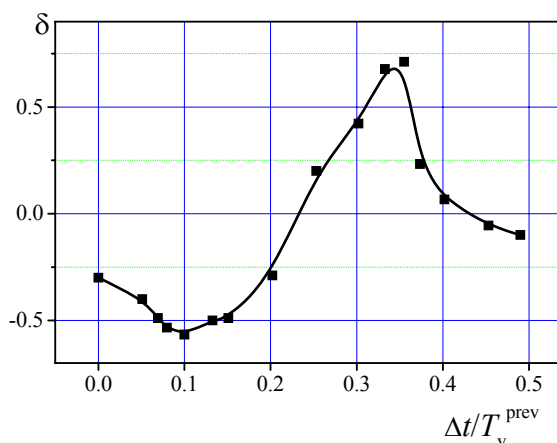


Рис. 6. Зависимость параметра δ колебаний с обратной связью от отношения управляющего параметра Δt к предыдущему периоду колебаний T_v^{prev} .

Управление с обратной связью

Одной из особенностей управления колебаниями с фиксированной величиной времени задержки является нестабильность периода колебаний. Из-за этого импульсы нагрева с одним и тем же временем задержки могут приходиться на разные фазы колебаний, и их влияние в результате оказывается различным. Довольно естественным представляется изменять величину управляющего параметра в соответствии с изменением периода колебаний, или, другими словами, реализовать обратную связь, сохраняя постоянным отношение $\Delta t/T_v^{\text{prev}}$, где T_v^{prev} — период колебаний, предшествующий данному. Типичная виброграмма с такой обратной связью приведена на рис. 5. На рис. 6 представлена зависимость параметра δ (декремента колебаний) для всей области значений управляющего параметра. Анализ графиков показывает, что тепловые импульсы, поданные в первой четверти периода, усиливают, а во второй четверти — тормозят колебания. Исключение составляет случай, когда значение $\Delta t/T_v^{\text{prev}}$ близко к 0.5, и амплитуда колебаний возрастает ($\delta < 0$). Это можно объяснить следующим образом. В конце полупериода угловая скорость маятника мала, а противодействующая сила близка к максимальному значению. Импульс нагрева создает напряжение, препятствующее

движению, которое уже практически прекратилось. С другой стороны, возросшая сила увеличивает ускорение маятника после прохождения им положения равновесия.

Заключение

1. Моделирование управления низкочастотными колебаниями с помощью активного элемента из сплава с памятью формы требует аккуратного воспроизведения максимальной и минимальной температур воздействия, а также условий нагрева и охлаждения. Кроме того, использование определяющих уравнений механического поведения сплавов с памятью формы, построенных с помощью микроструктурной модели, позволяет проводить компьютерное моделирование управляемых колебаний.

2. Управление низкочастотными колебаниями с обратной связью, когда в качестве управляющего параметра выбрано время задержки, выраженное в долях предыдущего периода колебаний, дает возможность предсказуемого изменения амплитуды колебаний. Сильное демпфирование колебаний происходит, когда время задержки между моментом максимального отклонения маятника от положения равновесия и моментом подачи импульса составляет около 0.3 – 0.35 периода предыдущего колебания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 04-01-00406), программы поддержки научных школ НШ-2288-2003.1, НШ-2180.2003.1 и INTAS (проект 03-51-5547).

Список литературы

1. Воронков А. В., Лихачев В. А. Исследование никелида титана в качестве рабочего тела управляемых демпферов // Материалы с эффектом памяти формы: Материалы XXXI Межреспубл. семинара “Актуальные проблемы прочности” (13–17 ноября 1995г., С.-Петербург). Ч.2. С.-Петербург, 1995. С.83.
2. Лихачев В.А., Беляев С.П., Воронков А.В. Управляемые механические колебания в сплаве TiNi // Тез. докл. XXXII семинара «Актуальные проблемы прочности», посвященного памяти В.А.Лихачева (12-14 ноября 1996 г. СПб). СПб.1996. С. 43-44
3. Seelecke S. (1997), “Torsional vibration of a shape memory wire”, Continuum Mech. Thermodyn. Vol. 9. P.165–173.
4. Belyaev S.P., Volkov A.E., Voronkov A.V. Mechanical oscillations in TiNi under synchronized martensite transformations. J. of Engineering Materials and Technology, 1999. - Vol.121.- P.105–107.
5. Belyaev S. P., Inochkina I.V., Volkov A. E. Modeling of vibration control, damping and isolation by shape memory alloy parts // Proc. 3-rd World Conference on Structural Control (3WCSC) edited by F.Casciati. Wiley, 2003. Vol. 2. P. 779 – 789.
6. Volkov A.E., Casciati F. (2001) “Simulation of dislocation and transformation plasticity in shape memory alloy polycrystals”, in: F.Auricchio, L.Faravelli, G.Magonette and V.Torra (eds.) Shape memory alloys. Advances in modelling and applications. Barcelona, 2001. P. 88 – 104.
7. Belyaev S. P., Vdovin E. D., Volkov A. E., Voronkov A. V. (1999), "Experimental study and simulation of vibrations in TiNi controlled by periodic martensitic transformations", in: B.H.V. Topping and B. Kumar (eds.), Optimization and Control in Civil and Structural Engineering, Civil-Comp Press, Edinburgh. 169-173.
8. Belyaev S. P., Volkov A. E. (2001), “Control of vibrations in TiNi by periodic martensitic transformations”, J. of Structural Control. Vol. 8, N 2.- P.265–278.
9. Patoor E., Eberhardt A., Berveiller M. “Micromechanical modelling of superelasticity in shape memory alloys”, J. de Physique IV, Coll. C1. Vol. 6. (1996). P. 277 – 292.
10. Sun Q.-P., Lexcelent C. “On the unified micromechanics constitutive description of one-way and two-way shape memory effects”, J. de Phys. 1996. Coll. C1. Vol. 6., N 1., P. C1-367 – 375.
11. Huang M., Brinson L.C., “A multivariant model for single crystal shape memory alloy behaviour”, J. Mech. Phys. Solids, Vol.46 (1998), N 8. P. 1379 – 1409.

ОСОБЕННОСТИ МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ СТАЛЕЙ, АЗОТИРОВАННЫХ РАЗЛИЧНЫМИ СПОСОБАМИ

Житару Р. П., Пасинковский Е. А., Паршутин В. В., Шкурпело А. И.

Институт прикладной физики АН РМ, Кишинев, Молдова

mechprop@phys.asm.md

На предприятиях любого профиля и в сельском хозяйстве используется разно-образные виды металлоемкого оборудования. Под воздействием эксплуатационных условий в них зарождаются и развиваются дефекты, ухудшающие надежность и долговечность деталей оборудования. В связи с этим, возникла задача упрочнения поверхностных слоев деталей конструкций.

Одним из наиболее эффективных способов упрочнения деталей, подвергаемых при эксплуатации одновременному воздействию переменных и динамических нагрузок, температур и агрессивных сред, является азотирование. Поверхностное насыщение сталей азотом, осуществляемое различными методами, позволяет не только значительно увеличить предел выносливости упрочненных деталей, но и существенно ослабить действие конструктивных и технологических концентраторов напряжений и агрессивных сред [1-4].

Разработаны экономически оптимальные технологические процессы упрочнения поверхности, такие как: азотирование с использованием лазерного воздействия [1], электролитной плазмы [1, 5-8], ионной имплантации [7-10], а также импульсное облучение в воздушной среде мощной газоразрядной ксеноновой лампой. Однако каждый из этих способов азотирования по-своему влияет на дефектную микроструктуру и внутренние напряжения поверхностных и приповерхностных слоев стали, что, по-видимому, по-разному сказывается на изменениях параметров, характеризующих механические свойства этих материалов. В связи с этим основная задача работы – изучить влияние приведенных способов азотирования поверхностных слоев сталей на их прочностные характеристики с целью рекомендации наиболее оптимального режима обработки.

Методика

Лазерным способом азотировали плоские образцы из стали 45 в состоянии поставки. Струю азота подавали соосно с лучом лазера через сопло. Использовали неодимовый лазер с $\lambda = 1,06$ мкм (длительность импульса $\tau = 20$ мс, частота следования $f = 12,5$ Гц, плотность энергии $3 \cdot 10^6$ Вт/см², $S = 0,15$ см²).

В воздушной среде такие же образцы импульсно облучали газоразрядной ксеноновой лампой марки ИФП- 800. Энергия вспышки 800 Дж, рабочее напряжение, U , до 1600 В, $f = 1$ Гц, $\tau = 600 \pm 50$ мкс, число вспышек 20, $\lambda = 300-1000$ нм.

Имплантацию ионов азота в образцы железо Армко и ряда промышленных конструкционных сталей проводили при энергии частиц 100 КэВ и плотности тока до 10 мкА/см² и дозе $1 \cdot 10^{16}$ ион/см². Обработывалась шлифованная торцевая поверхность цилиндрического образца диаметром 10 мм. Профиль концентрации имплантированных ионов определяли методом вторично- ионной масс-спектрометрии.

В электролитной плазме на деталь из сталей 35, 45 или 40Х, включенную как анод, подавали напряжение 150-220 В. Плотность тока 1-2 А/см². Использовали два электролита: а) 10% NH₄Cl +5% NH₄OH (электролит 10/5); б) 11% NH₄Cl +11% NH₄

NO_3 (электролит 11/11). В процессе азотирования электролит в прианодной области вскипал и отделялся от детали сплошной парогазовой оболочкой. Часть энергии расходовалась на разогрев анода, температура которого поддерживалась на уровне 750°C , от которой следовала закалка в том же электролите или на воздухе.

Продолжительность процесса азотирования варьировалась в пределах 3-9 мин. После закалки образцы подвергались тонкой шлифовке, [1, 5, 7].

Для исследования механических свойств модифицированной поверхности стали были выбраны микротвердость (H_μ) и акустическая эмиссия (АЭ) при микроиндентировании, так как именно эти параметры характеризуют прочностные свойства (твердость и хрупкость) тонких приповерхностных слоев исследуемого материала. Использовали прибор ПМТ-3, нагрузка на индентор (P) варьировалась в пределах 0,2-2 Н. Глубину h оценивали с помощью металлографического анализа и на приборе ПМТ-3, содержание азота – с помощью химического и локального рентгеноспектрального анализа. Предел прочности σ_b , относительное удлинение δ и ударную вязкость определяли стандартными методами, пластичность диффузионного слоя η – на приборе УПМ [1].

Установка для возбуждения и приема сигналов АЭ состояла из микротвердомера ПМТ-3 и приспособления к нему для регистрации сигналов АЭ, возникающих в процессе микроиндентирования [9]. Приспособление позволяло регистрировать сигналы АЭ при внедрении индентора в материал (N') и за полный цикл микроиндентирования (N) (нагружение + разгрузка). $\Delta N = N - N'$ – соответствовало числу сигналов при разгрузке. Введенный коэффициент $K = \Delta N/N$ оценивает степень релаксации упругих напряжений деформированной области при разгрузке. Параметры N , N' и ΔN связаны с эволюцией дислокационной структуры при микроиндентировании и характеризуют хрупкость и способность к возврату исследуемого слоя [10-13]. Измерения проводились при комнатной температуре. Микротвердость и АЭ в ряде случаев измеряли после длительного отдыха обработанных слоев (~20 лет).

Рентгенофазовые исследования осуществлялись на универсальных дифрактометрах HZC-48 и ДРОН-3М с использованием излучения CoK_α .

Результаты и их обсуждение

На облученной лазером поверхности рентгенофазовый анализ обнаруживает нестехиометрический нитрид железа, смесь оксидов Fe_2O_3 и Fe_3O_4 и линии железа.

Микротвердость в центре облученной поверхности возрастает до 3600 МПа по сравнению с 2320 МПа для необработанного металла, и, по мере передвижения к периферии, плавно снижается до исходной величины. Если сканировать поверхность лазерным лучом и соосной с ним струей азота, то ее свойства более или менее выравниваются и наблюдается поверхностное упрочнение. Упрочнение слоя происходило лишь с доступом воздуха. Облученная поверхность проявляет повышенную износостойкость, обусловленную ее повышенной прочностью и способностью к пластической деформации. Однако продолжительное время выдержки облученных лазером образцов при комнатной температуре способствует отпуску поверхностных свойств до уровня необлученных: H_μ после отдыха слабо отличается от H_μ необработанной лазером поверхности.

Результаты регистрации сигналов АЭ представлены в таблице 1.

Таблица 1. Влияние лазерной обработки образцов стали 45 на акустическую эмиссию при микроиндентировании. ($P = 1,0 \text{ Н}$)

N		N'		ΔN		$\Delta N/N$	
$N_o^{1)}$	$N_{но}$	N'_o	$N'_{но}$	ΔN_o	$\Delta N_{но}$	обр	необр
900	1150	265	405	645	745	0,73	0,65

Как видно из таблицы, число сигналов АЭ при нагружении и разгрузке, а также за полный цикл процесса микроиндентирования выше для необработанных лазером поверхностей стали: $N_o < N_{но}$; $N'_o < N'_{но}$; $\Delta N_o < \Delta N_{но}$. Это свидетельствует, что хрупкость приповерхностного слоя образцов уменьшилась в результате лазерного облучения и последующего отдыха. Очевидно, воздействие лазерного облучения привело к закалке поверхностного слоя и изменению дефектной структуры вблизи поверхности и в глубине слоя. Эти изменения микроструктуры вызвали упрочнение, повышение H_u . Однако за период длительного отдыха дефектная структура в процессе самоорганизации видоизменилась, внутренняя энергия, локальные перенапряжения, вызванные воздействием лазера, понизились, что привело к уменьшению микротвердости и эмиссии упругих волн, табл.1. Можно предположить, что количество сигналов АЭ в результате облучения и отдыха снизилось не только за счет уменьшения количества трещин, но и за счет видоизменения источников АЭ.

Приведенные результаты согласуются с эффектами релаксации при микроиндентировании. Изменения коэффициента K , характеризующего степень релаксации упругих напряжений при микроиндентировании, различны для обработанной и необработанной поверхностей стали: $K_{обл.} > K_{необл.}$, табл.1. Этот факт показывает, что релаксация интенсивнее, а значит, выше доля упругих напряжений облученного слоя. Последнее связано с тем, что в результате облучения поверхностный слой образца упрочняется, что позволяет оказывать большее упругое сопротивление внедрению индентора и проявить значительную релаксацию при разгрузке.

Аналогические результаты были получены при облучении стали импульсной ксеноновой лампой. Облучение лампой образцов из стали 45 в воздушной атмосфере при использованном режиме приводило к разогреву поверхности образца. Однако этого разогрева было недостаточно для формирования нитридной фазы; наблюдалось только некоторое изменение характеристик тонкой структуры металла, свидетельствующее о повышении степени кристаллографичности в поверхностном слое, уменьшении микроискажений и плотности дислокаций. На поверхности ряда образцов фиксировалось наличие островков кубического оксида железа $\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$.

Наблюдалось увеличение микротвердости после облучения, степень которого снизилась в результате отдыха. Однако, до отдыха и после величина микротвердости определялась рабочим напряжением на лампе и величиной нагрузки на индентор, табл.2. Микротвердость уменьшается с ростом внешнего деформирующего усилия P на облученной и необлученной поверхностях. При этом H_u облученной поверхности в большинстве случаев выше, чем необлученной, т.е. облучение приводит к упрочнению поверхности, особенно четко проявляющемуся при большем значении U и максимальной глубине вдавливания, табл.2.

¹ В таблице и далее в статье индексы (о) и (но) соответствуют обработанным и необработанным слоям, соответственно.

Таблица 2. Изменение микротвердости образцов, облученных ксеноновой лампой. Напряжение на лампе, $U, В$: 1400 (числитель) и 1600 (знаменатель).

$P, Н$	необлученная		облученная	
	$H_{ц}, МПа$	$h, мкм$	$H_{ц}, МПа$	$h, мкм$
0,2	2235	2,2	2090/2270	2,0
0,5	2210	4,0	2240/2250	3,5
1,0	2050	5,7	2210/2190	5,0
2,0	1990	7,8	1900/2140	7,6

Регистрация сигналов АЭ показала, что их число на облученной поверхности меньше, чем на необлученной. Эффект четко прослеживается при всех использованных нагрузках, табл.3. Видно, что облучение вызывает уменьшение количества сигналов АЭ, причем, чем выше рабочее напряжение лампы, тем значительнее эффект. Одновременно установлено, что величина P (глубина внедрения) существенно влияет на количество сигналов АЭ: N возрастает с ростом P , табл.3. Очевидно, на глубине преобладающую роль играют не внутренние напряжения слоя, а напряженное состояние, вызванное деформированием при больших нагрузках [9, 13]. Наличие трещин вокруг отпечатков даже при больших P оптически не обнаружено.

Эффекты, наблюдаемые при облучении ксеноновой лампой и последующем отдыхе стали 45, качественно являются аналогичными наблюдаемым при воздействии лазерного излучения и длительного отдыха: в обоих случаях $H_{ц}$ слабо изменяется, а акустическая эмиссия понижается.

Таблица 3. Влияние обработки стали 45Х светом ксеноновой лампы на акустическую эмиссию при микроиндентировании.

Тип обработки поверхности	$P, Н$											
	0,5 ($h = 4 мкм$)				1,0 ($h = 5 мкм$)				2,0 ($h = 8 мкм$)			
	N	N'	ΔN	K	N	N'	ΔN	K	N	N'	ΔN	K
Полирована, не облучена	440	67	373	0,85	445	90	355	0,8	2990	2415	575	0,2
Полирована, обл. $U=1400В$	196	40	156	0,8	250	28	222	0,9	4040	2090	1950	0,5
Полирована, обл. $U=1600В$	62	10	52	0,84	180	56	124	0,7	1965	1120	845	0,43

Выявленные эффекты связаны с повышением дефектности материала (точечных, линейных), вызываемых обработкой поверхности (шлифовка, облучение). Точечные дефекты закрепляют дислокации, и они при отдыхе перестраиваются в более стабильные, но менее подвижные дислокационные агрегаты. Последнее сопровождается меньшей вероятностью их срывов при деформации и, соответственно, меньшей АЭ. Однако при больших внешних деформирующих усилиях вероятность срывов дислокационных скоплений и перестраивания их в дисклинии, а также вероятность зарождения субмикротрещин, микротрещин, увеличивается, что является причиной резкого возрастания АЭ; число сигналов АЭ возрастает на порядок и более, табл. 3. Тот факт, что являе-

ние имеет место и для необработанных поверхностей подтверждает, что существенную роль играют деформационные упругие напряжения, созданные при микроиндентировании.

Несколько иначе изменяются микротвердость и АЭ поверхностей стали, имплантированных азотом. Поверхность металла, модифицированная имплантацией азота имеет свои особенности. Структурные характеристики различных марок сталей до и после обработки пучком ионов азота и параметры кристаллической решетки меняются очень мало. Следовательно, имплантация ионов азота затрагивает тонкий поверхностный слой и основные изменения параметров решетки и внутренних напряжений происходят именно в нем.

Определение профиля концентрации имплантированных ионов по глубине с помощью масс-спектрометрии показало, что ионы имеют гауссовское распределение с максимумом концентрации на $\sim 0,1$ мкм. В слоях с имплантированным азотом обнаружены различные нитриды (в основном, Fe_{16}N_2). С их появлением нитридов связывают увеличение сопротивления изнашиванию [2,3]. Нитриды закрепляют генерируемые при имплантации дислокации и упрочняют, таким образом, ферритную фазу [4,14].

Однако, при этом наблюдается некоторое разупрочнение поверхностного слоя, четко проявляющееся после отдыха: $H_{\mu}(o) < H_{\mu}(но)$, табл.4. Причем степень разупрочнения тем выше, чем ближе измеряемая зона к поверхности: $\Delta H_{\mu} = H_{\mu}(но) - H_{\mu}(o)$ больше при $P = 0,2$ Н, чем при $P = 1$ Н.

Таблица 4. Влияние имплантации азотом и величины нагрузки на индентор на значения микротвердости и АЭ стали 1X17H2.

Параметр	$P = 0,2$ Н ($h < 2$ мкм)		$P = 1,0$ Н ($h \approx 8$ мкм)	
	обработанный	необраб.	обработанный	необраб.
N	1844	822	6012	1088
N'	1668	780	5527	989
ΔN	176	42	485	99
K	0,1	0,05	0,08	0,09
H_{μ} , МПа	2410	3050	2240	2340

Противоположным образом ведет себя акустическая эмиссия: N , N' и ΔN значительно выше на имплантированной поверхности. При этом, чем глубже внедряется индентор в слой, тем существеннее различия: $N_o > N_{но}$ приблизительно в два раза при $P = 0,2$ Н, но уже в 6 раз при $P = 1$ Н, табл.4. Зависимость АЭ от глубины слоя, скорее всего, вызвана тем, что распределение и знак напряжений в нем резко неоднородны по глубине залегания [1,14]. Поэтому вполне логично предположить, что при $h < 2$ мкм и $h \sim 8$ мкм наблюдаются отличающиеся закономерности. Разупрочнение, уменьшение H_{μ} поверхностного имплантированного слоя, возможно, определяется перераспределением ионов имплантации при отдыхе.

Технологические преимущества азотирования при электролитном нагреве подробно исследованы в работах [1,4,8]. Метод разработан в Институте прикладной физики АН Молдовы и обладает рядом достоинств; на порядок и более сокращается продолжительность процесса азотирования; достаточно легко достигается значительная глубина обработанного слоя (0,5 мм), [1,4].

Результаты рентгеновского фазового анализа выявили различные по структуре и составу три зоны, которые образуются в процессе азотирования в электролитной среде

в поверхностном слое сталей: внутреннего азотирования, нитридная зона и оксидная (по направлению к поверхности). При обработке в электролите 10/5 нитридный слой получается сплошным, а в 11/11 – пористым [1,4,7,8]. Насыщающим компонентом, по-видимому, в обоих электролитах является аммиак. Разогрев электролита вблизи анода приводит к испарению аммиака в оболочку, где он диссоциирует на водород и азот. Адсорбирующийся на поверхности образца-анода азот способствует формированию определенной микроструктуры слоя. Данные изменения микротвердости показали, что сформированный при этом слой является упрочненным, а степень упрочнения определяется глубиной расположения зоны слоя, т.е. ее микроструктурой. Измерения H_{μ} приведены в таблице 5.

Данные таблицы четко демонстрируют зависимость величины упрочнения обработанного слоя, отдельных его зон от состава электролита и режима охлаждения. Видно, что практически во всех случаях наиболее упрочненным является граничный слой, особенно эффект ярко выражен в результате закалки в обоих электролитах.

Известно, что микротвердость является структурно-чувствительным параметром [9, 18-20]. Следовательно, наблюдаемые значительные изменения H_{μ} информируют о том, что микроструктура каждой зоны обработанного слоя стали меняется по-разному и определяется режимом обработки и составом электролита, что согласуется с результатами рентгеноструктурного анализа [1,4].

Согласно фазовому анализу, в поверхностном слое металла после обработки образуется, в основном, азотистый мартенсит (α -Fe – фаза) и азотистый аустенит (γ -Fe – фаза). Количественное соотношение фаз α и γ в диффузионной зоне зависит преимущественно от состава электролита азотирования и условий охлаждения [1,4,7,8]. Так, после азотирования в 10/5, независимо от способа охлаждения, в зоне внутреннего азотирования γ -фазы больше, чем α -фазы, но по мере углубления в образец начинает преобладать α -фаза.

Таблица 5. Микротвердость H_{μ} (МПа) сталей 40X и 45, азотированных в электролитной плазме. $T = 750^{\circ}\text{C}$, $\tau = 5$ мин. (после закалки)

Электролит	Охлаждение	Н _ц , МПа		
		Азотированный слой	Основа	
			граничная зона	диффузионная зо- на
Сталь 40X				
10/5	в электролите	5500	9250	6450
10/5	в электролите	4120	6450	6450
Сталь 45				
10/5	на воздухе	9250	2860	2860
11/11	на воздухе	4120	4120	2570
11/11	в электролите	3620	7650	7650

Иное соотношение этих фаз в зоне внутреннего азотирования наблюдается после обработки в 11/11. Чаще всего α -фазы много больше, чем γ -фазы, [2,3,14].

Изменение способов охлаждения также влияет на микроструктуру, как зоны внутреннего азотирования, так и основного металла. Параметры технологического процесса азотирования в электролитной плазме влияют и определяют структуру и нитридного слоя.

Приведенные факторы формирования зон азотированного слоя и их микроструктуры существенно изменяют механические свойства азотированной стали, табл.6. При этом в обоих электролитах с ростом напряжения на электродах и температуры процесса увеличиваются глубина азотированного слоя h , микротвердость H_μ , предел прочности σ_B , но уменьшается относительное удлинение δ , ударная вязкости a_n и пластичность диффузионного слоя η . Видно, что не только микротвердость, но и другие параметры механических свойств изменяются с изменением режима азотирования.

Таблица 6. Влияние режима азотирования в электролитной плазме (5 мин.) на параметры механических свойств стали 45.

электролит	U, B	$t, ^\circ C$	$h, мм$	Микротвердость, МПа	σ_B , МПа	$\delta, \%$	a_n , кгс/см ²	$\eta, \%$
10/5	130	650	0,4	5600-6000	730	14	21	85
10/5	140	700	0,8	8000-9000	820	11	12	83
10/5	150	750	1,0	8000-9000	900	10	-	75
11/11	110	650	0,4	5500-6500	740	12	22	80
11/11	120	700	0,8	8500-9500	880	6	13	76

Особенностью азотирования в электролитной плазме является совмещение процессов внедрения азота в металл и окисления его поверхности кислородом. В результате на нитридном слое образуются включения типа Fe_3O_4 , которые совместно с нитридами участвуют, по-видимому, в упрочнении диффузионного. А соотношения концентрацией азота и кислорода в конкретной зоне определяется режимами обработки в электролитной плазме и сказывается на степени упрочнения слоев.

Данные регистрации сигналов АЭ также свидетельствуют об особенностях механических свойств, вызванных различием условий азотирования, табл.7. Видно, что твердость поверхностного слоя и акустическая эмиссия возрастают после обработки в электролитах. Согласованное изменение микротвердости и числа сигналов АЭ, возникающих при микроиндентировании, вполне соответствует известным из литературы закономерностям: акустическая эмиссия активнее при деформировании более твердых материалов, [9-16]. Однако данные, полученные при охлаждении на воздухе образца, обработанного в 11/11, противоречат этому выводу: H_μ в этом случае достигает максимальных значений, а число сигналов АЭ, наоборот, является минимальным, табл. 7. Различные способы охлаждения после обработки в 11/11 вызывают противоположные изменения числа сигналов АЭ: увеличение N при охлаждении в электролите и их уменьшение при охлаждении на воздухе. Однако H_μ в обоих случаях увеличивается, табл.7

Таблица 7. Влияние режима обработки в электролитной плазме на H_μ и АЭ стали 40Х.

Электролит		11/11		10/5		необработ.
Среда закалки		Электролит	Воздух	Электролит	Воздух	
Характеристики	N	424	313	396	366	248
	N'	375	174	348	316	207
	ΔN	49	39	47	50	41
	K	0.11	0.18	0.12	0.14	0.17
	H_μ	4730	5900	4600	4590	4150

Этот факт свидетельствует, что напряженное состояние азотированного слоя тоже меняется от указанных факторов, от скорости охлаждения состояние азота и внутренняя энергия в слое меняются. Возможно, немаловажную роль играют термоупругие остаточные напряжения, возникающие в большей степени при закалке в электролите 11/11.

Повышение микротвердости поверхностного диффузионного слоя стали качественно согласуется с данными таблиц 5 и 6, полученных на других образцах, [1,7,8,17].

Итак, обработка в электролитной плазме стали 40X, в целом, приводит к упрочнению поверхностного слоя, что сопровождается увеличенной эмиссией упругих акустических волн при микроиндентировании.

Однако, рост H_u выше после обработки в 11/11 и охлаждении на воздухе, а АЭ ниже, табл. 7. Это, возможно, определяется особенностью распределения азота и степенью стабильности его положения в поверхностном слое. При охлаждении на воздухе, вероятно, формируются более стабильные и более прочные границы зерен нитридного и оксидного слоев²⁾, усиливается граничное натяжение между слоями. Такая ситуация приводит к увеличению блокировки дислокаций внутри зерен и сопротивления деформированию [18], вызывая упрочнение и упругие напряжения, которые их заметно релаксируют при разгрузке ($K = 0,18$ является максимальным), табл.7. Возможно, что при обработке в электролите 11/11 и охлаждении на воздухе диффузионный слой стали приобретает большую упругость и более значительные прочностные свойства по сравнению с другими приведенными режимами обработки, и обладает при этом меньшей хрупкостью, что очень важно сочетание прочности с малой хрупкостью.

Приведенные результаты позволяют заключить, что даже тонкие изменения условий азотирования стали в электролитной плазме приводят к вариации в широких пределах соотношения прочностных, упругих и пластических свойств азотированного поверхностного слоя. Можно подобрать оптимальные условия обработки, когда создается микроструктура слоя, обладающая большей потенциальной возможностью релаксировать при воздействии внешних сил, т.е. обладающая значительным запасом сопротивляемости деформированию, значительной выносливостью по сравнению с необработанной сталью.

Учитывая простоту и скорость технологического процесса азотирования (3-9 мин.), глубину проникновения азота ($\sim 0,5$ мм), отсутствие механических повреждений на поверхности и достаточное упрочнение можно рекомендовать использование именно анодного процесса азотирования в электролитной плазме. В пользу преимущественного использования этого процесса для формирования азотированного слоя стали свидетельствует также достаточно легкая управляемость процесса. Меняя температурный режим, подаваемое напряжение, продолжительность процесса, скорость и среду охлаждения можно варьировать степень упрочнения, охрупчивания, глубину упрочненного слоя, стабильность его свойств, износостойкость. Подбором оптимальных условий формирования азотированного слоя стали можно образовать поверхностную зону, обладающую необходимыми механическими свойствами, не только твердостью, но и нужным соотношением прочностных, пластических и упругих качеств.

Список литературы

1. Игнатьков Д. А., Белкин П.Н., Пасинковский Е.А. и др. // Электронная обработка материалов, №5. 1983. С.65-68.
2. Лахтин Ю.М., Коган Я.Д. Азотирование стали. М.: Машиностроение. 1976, с.62.

²⁾ Рассматриваются оксидный и нитридный слои диффузионного слоя стали, так как глубина внедрения пирамиды при $P=1H$ не превышает 10 мкм, что меньше толщин этих слоев (~ 40 мкм)

3. Лахтин Ю.М., Коган Я.Д. Структура и прочность азотированных сплавов. –М.: Металлургия. 1982, с.57.
4. Белкин П.Н., Пасинковский Е.А. // Электронная обработка материалов, №4. 1986. С.27-29.
5. Погребняк А.А. и др. // Металлофиз. новейших технологий, 22, 10, 2000, С 18-24.
6. Тюменцев А.Н., Третьяк М.В., Коротаев А.Д. // ФММ, 2000, 90, №6, С.97-104.
7. Александров В.Н., Белкин П.Н., Пасинковский Е.А. и др. // Электронная обработка материалов, №2. 1982. С.17-18.
8. Белкин П.Н., Факторович А.А., Пасинковский Е.А. и др. // Авторское свидетельство СССР № 621799. –Бюллетень изобретений и открытий, 1978, № 32.
9. Боярская Ю.С., Грабко Д.З., Кац М.С. Физика процессов микроиндентирования. – Кишинев: Штиинца, 1986, 286 с.
10. 10.Milman Iu.V., Goncharuc V.A., Danilov V.A. // Ceramics, 1994, V.45. Polish Ceramic Bulletin. V.7. P.197-211.
11. Олих Я.М. // ФТТ, Т.40. №9. 1998. С. 1623-1626.
12. Kwang Yu. Kim, Wolfgang Sachse. // J. Appl. Phys., V.55.No.8. 1984. P.2847-2856.
13. Zhitaru R., Rahvalov V. // Proceedings of SPIE Sixth Symposium on Optoelectronics. 1999. V.4068. P.65-71.
14. . Белкин П.Н., Бурбелко А.А., Пасинковский Е.А. и др. // Электронная обработка материалов, 1984. №2. С.68-70.
15. Zhitaru R., Rahvalov V. // Materials Science and Engineering, B98, 2003, P.94-98.
16. Житару Р.П., Дурум Т.С. // ФТТ, т.46, вып.2, 2004, С.266-270.
17. Паршутин В.В., Пышкин С.Л. // Защита металлов, Т. 30. №3. 1994. С. 276-281.
18. Перевезенцев В.Н., Щербань М.Ю., Власов В.П. // Физика прочности и пластичности металлов и сплавов: Тезисы докладов XII Всесоюзной конференции. Куйбышев. 1989. С.263.

ДЕФЕКТЫ И МИКРОМЕХАНИЗМЫ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ АМОРФНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Емалетдинов А. К., Нуруллаев Р. Л.

*Уфимский государственный институт сервиса, г. Уфа, Россия,
emaletd@mail.ru*

Аморфные материалы обладают повышенными физико-механическими свойствами. При их деформации наблюдаются гигантские полосы с неравномерной величиной сдвига, не содержащие дислокаций, автоколебательность деформации, вязко-хрупкий переход и др. особенности. Экспериментальные данные показывают, что действуют четыре микромеханизма деформации, зависящие от приложенных напряжений и температуры: ползучесть точечных дефектов и свободного объема, кинетика дислокаций Сомилианы, зарождение критической микротрещины. Экспериментально построена диаграмма упругопластических свойств аморфных материалов в зависимости от напряжений и температуры.

Для описания дефектов аморфной структуры предложена модифицированная модель Френкеля - Конторовой с квазипериодическим потенциалом, описывающим аморфную структуру с ближним порядком. Солитонные решения соответствующего уравнения динамики будут описывать линейные дефекты (дислокации). Анализ решений динамического уравнения показал, что солитонных решений в квазипериодическом потенциале нет, т.е. стационарные стабильные дислокации в таких материалах не существуют. Возможны только движущиеся неустойчивые солитоноподобные дефекты

(квазидислокации),двигающиеся в виде периодических ансамблей. Вектор Бюргера таких квазидислокаций осциллирует в квазипериодическом атомном потенциале, поэтому их можно рассматривать как дислокации Соммилианы. Вычисленные напряжения квазидислокаций являются короткодействующими, экспоненциально затухающими, в отличие от решеточных дислокаций.

Показано, что для описания диаграммы и особенностей деформации аморфных материалов необходимо применять принципы неравновесной термодинамики и синергетики. Записано общее выражение для производства энтропии при упругопластической деформации аморфных материалов с различными микромеханизмами, которые являются диссипативными процессами. Общее термодинамическое соотношение, позволяющее вычислить пластичность, температуру вязко-хрупкого перехода и т.п., показывает, что разрушение наступает, когда скорость производства энтропии, благодаря образованию критической микротрещины превысит скорость производства энтропии от других диссипативных деформационных процессов

$$P_l^T = dS_p^{(T)} / dt = \sigma_{ij}^* \cdot \Delta \dot{\epsilon}_{ij}^{(T)} / T \leq \sum \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}^{(l)} / T, (l = 1, 2, \dots).$$

Показано, что общий синергетический подход должен основываться на системе уравнений кинетики вакансий, свободного объема, дислокаций, микротрещин. Появление бифуркации решений кинетических уравнений при критических значениях параметров: напряжений, плотности дефектов, температуры будет определять пластичность материала, температуру вязко-хрупкого перехода T_c и другие свойства. Сформулирована полная система уравнений, включающая уравнение теплопроводности, деформации образца в машине, кинетики вакансий, свободного объема, квазидислокаций, микротрещин. Проведен анализ устойчивости решений системы стационарных уравнений и численное исследование двухпараметрической системы уравнений кинетики в пространстве напряжений и температуры. Построены фазовые траектории, бифуркационные и фазовые диаграммы типов решений в зависимости от температуры и напряжения и сопоставлены с экспериментальной диаграммой микромеханизмов.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ И ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ ОБРАБОТКЕ ЛОКАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГИИ

Емалетдинов А. К., Хамидуллин И. Н.

Уфимский государственный институт сервиса, г. Уфа, Россия,
emaletd@mail.ru

В процессе изготовления и эксплуатации элементов микроэлектроники важную роль играют внутренние напряжения. В отличие от термомеханической обработки изделий машиностроения, в микроэлектронике применяют отжиг 1-го рода, который происходит в микроскопических и микропленочных областях, в которых поля напряжений дислокаций существенно изменяются, благодаря микроскопическим размерам, дислокационным реакциям между собой и на граничных поверхностях, а также границам раздела. В результате термоциклического деформирования припоя в последнем возникают усталостные трещины.

Рассмотрена плоская модель деформационного состояния бесконечной и конечной пластины, содержащей участок заданной ширины из другого материала (припоя) в условиях локального нагрева. Записана полная система уравнений, включающая уравнение теплопроводности, уравнение равновесия для термоупругих напряжений, кинетики дислокаций и микротрещин и граничные условия. Уравнение равновесия записывалось для эффективных напряжений, состоящих из термоупругих и внутренних напряжений, создаваемых неизвестной плотностью дислокаций. Локальный нагрев представлял собой участок пластины заданной толщины, в котором задавалась постоянная мощность тепловыделения. В процессе отжига плотность дислокаций менялась от заданной начальной вследствие процессов полигонизации, переползания и аннигиляции дислокаций. Уравнение кинетики дислокаций включало следующие слагаемые: плотность термоактивационных источников дислокаций; член, описывающий взаимную аннигиляцию дислокаций в приближении среднего времени аннигиляции; диффузионный член, описывающий неоднородное распределение дислокаций. Скорость дислокаций контролировалась термоактивационными механизмами скольжения и переползания. Были заданы граничные условия третьего рода. Проведено численное исследование системы уравнений методом конечных разностей. Построены решения для плотности дислокаций в зависимости от времени и координаты вдоль пластины. Установлено, что при определенных условиях возникают периодические пространственные решения, описывающие процесс полигонизации и образования ячеистой структуры. Построены фазовые траектории, бифуркационные и фазовые диаграммы типов решений. Проведен анализ влияния соотношения коэффициентов теплового расширения и ширины припоя и пластины на плотность дислокаций. Установлено, что с уменьшением толщины припоя и коэффициента теплового расширения плотность дислокаций снижается.

В процессе отжига элементов микроэлектроники важную роль играют внутренние напряжения. Численно исследованы поля внутренних напряжений, созданных полученными плотностями дислокаций в зависимости от времени и координаты. Записаны выражения для полей внутренних напряжений при континуальном и дискретном распределении с учетом действия сил зеркальных изображений от границ раздела и дислокационных реакций. Проведено численное моделирование полей напряжений в микроскопической пленке для различных видов распределения дислокаций, полученных при решении системы уравнений, описанной выше.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СУБСТРУКТУРЫ ПРИ ДЕЙСТВИИ НА ПОВЕРХНОСТЬ РАСПЛАВОМ

Емалетдинов А. К., Хамидуллин И. Н.

Уфимский государственный институт сервиса, г. Уфа, Россия,

emaletd@mail.ru

Процесс сварки, обусловленный местным сплавлением соединяемых частей изделия или совместным их пластическим деформированием, сопровождается изменением структуры и свойств в зоне соединения и возникновением поля остаточных напряже-

ний. В термической зоне образуются различные виды дислокационной субструктуры: полигональное, сетчатое, ячеистое, полосовое и фрагментированное распределение, которые и определяют внутренние напряжения и физико-механические свойства сварного соединения.

Рассмотрена плоская модель деформационного состояния бесконечной полупластины, торец которой подвергается нагреву до температуры припоя в процессе сварки, а затем охлаждению с заданной скоростью. Записана полная система уравнений в полупластине, включающая уравнение теплопроводности, уравнение равновесия для термоупругих напряжений, кинетики дислокаций и микротрещин и граничные условия. Уравнение равновесия записывалось для эффективных напряжений, состоящих из термоупругих и внутренних напряжений, создаваемых неизвестной плотностью дислокаций и микротрещин. Скорость зарождения дислокаций и микротрещин описывается термофлуктуационными источниками, плотность которых пропорциональна плотности дислокаций. Зарождение микротрещин происходит, когда плотность дислокаций превысит критическое значение. Задана начальная плотность дислокаций. Проведено численное исследование системы уравнений. Построены решения для плотности дислокаций и микротрещин в зависимости от времени и координаты вдоль пластины. Проведен анализ влияния величины температуры и скорости охлаждения торцевой поверхности на плотность дислокаций и микротрещин, зародившихся в пластине. В процессе нагрева и последующего охлаждения плотность дислокаций менялась от заданной начальной вследствие процессов полигонизации, переползания и аннигиляции дислокаций. Уравнение кинетики дислокаций и микротрещин включало следующие слагаемые: плотность термоактивационных источников дислокаций и микротрещин, член, описывающий взаимную аннигиляцию дислокаций в приближении среднего времени аннигиляции, диффузионный член, описывающий неоднородное распределение дислокаций. Скорость дислокаций контролировалась термоактивационными механизмами скольжения и переползания. Были заданы граничные условия третьего рода. Проведено численное исследование системы уравнений методом конечных разностей. Построены решения для плотности дислокаций и микротрещин в зависимости от времени и координаты вдоль пластины. Установлено, что при определенных условиях возникают периодические пространственные решения, описывающие процесс полигонизации и образования ячеистой структуры. Построены фазовые траектории, бифуркационные и фазовые диаграммы типов решений. Получено, что в зависимости от начальной температуры и скорости охлаждения могут возникать последовательности типов решений: однородные, одномодовые периодические в пространстве, квазипериодические, хаотические. Переход между структурами происходит при превышении критических значений плотности дислокаций и температуры. Получены оценки периода ячеек, линий бифуркации волновых решений в зависимости от критических значений параметров. Показано, что для возникновения ячеистой структуры существует минимальная толщина пластины.

ТЕРМОДИНАМИКА И СИНЕРГЕТИКА ПЛАСТИЧНОСТИ, СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ И РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

Емалетдинов А. К.

Уфимский технологический институт сервиса, Россия, emaltd@mail.ru

Пластическая деформация конденсированных сред развивается обычно крайне неоднородно во времени и по объему кристалла на разных взаимосвязанных уровнях локализации деформации, содержащих большое число взаимодействующих дефектов: вакансий, дислокаций границ зерен, микротрещин и др. Каждый локальный микромеханизм необратимой деформации играет основную роль в определенных термомеханических условиях, задаваемых критическими значениями параметров: напряжений, температуры, плотности дефектов и т.п., образует различные пространственные и временные диссипативные структуры (плотности дефектов, автоколебательные, волновые и др.). Общее термодинамическое соотношение, позволяющее вычислить пластичность, показывает, что разрушение наступает, когда скорость производства энтропии, благодаря слиянию микротрещин, превысит скорость производства энтропии от других диссипативных деформационных процессов (вакансионных, дислокационных и др.).

Записано общее выражение для производства энтропии при пластической деформации материалов различными микромеханизмами, которые являются диссипативными процессами. Термодинамические условия проявления эффекта сверхпластичности как самоорганизации зернограницных процессов определяются вариационным принципом минимума производства энтропии. Скорость производства энтропии является функцией от множества параметров: температуры, скорости деформации, морфологии и размера зерен, кристаллической структуры, текстуры, фазового состава, энергии дефекта упаковки и др.

На основании предложенной физической модели взаимодействия решеточных дислокаций, зернограницных квазидислокаций, вакансий, микротрещин записана система кинетических уравнений для плотности дефектов в приближении времени релаксации. Для получения неоднородных решений (диссипативных структур) типа бегающей шейки в систему уравнений введены диффузионные члены. Анализ решения системы проведен методами теории бифуркаций и отображений Пуанкаре. На основании вариационного принципа получены фазовые портреты бифуркаций решений проявления СПД для критических параметров: температуры, скорости деформирования, размера зерен и образца. Проведен анализ зависимости критических параметров от фазового состава, энергии дефекта упаковки, текстуры и др. Показано, что при СПД термодинамическое условие для слияния микротрещин в макротрещину не выполняется, поэтому наблюдается максимальная геометрически предельная деформация, когда площадь сечения образца стремится к нулю. Полученные теоретически, бифуркационные кривые и оценки хорошо коррелируют с имеющимися экспериментальными данными для различных металлов и сплавов.

Появление бифуркации решений кинетических уравнений при критических значениях параметров: напряжений, плотности дефектов, микротрещин, температуры будет описывать зарождение макротрещины и определять пластичность материала. Например, пластичность δ_c и температура вязко-хрупкого перехода T_c находятся из уравнения $\sigma_{ij}^* \cdot \Delta \dot{\epsilon}_{ij}^{(T)}(\delta_c, T_c) = \sum_i \sigma_{jk} \dot{\epsilon}_{jk}^{(i)}(\delta_c, T_c)$. Показано, что образование микротрещин

представляет собой процесс самоорганизации неравновесной фононной системы деформируемого кристалла и возникновение коллективных мод движения в кинетике фононной системы.

РЕЛЬЕФ ЗЕРЕН РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ОБРАЗАХ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ

Барахтин Б. К., Зворыгин Р. Г.

ЦНИИ КМ «Прометей», Санкт – Петербург, Россия

bbarakhtin@mail.ru

В цикле работ, направленных на совершенствование операций горячего деформирования судостроительных сталей типа 09ХНЗМД, с помощью экспериментально-расчетного критерия диссипации механической энергии и результатов электронно-микроскопического исследования извилистости границ зерен, находившихся на по-

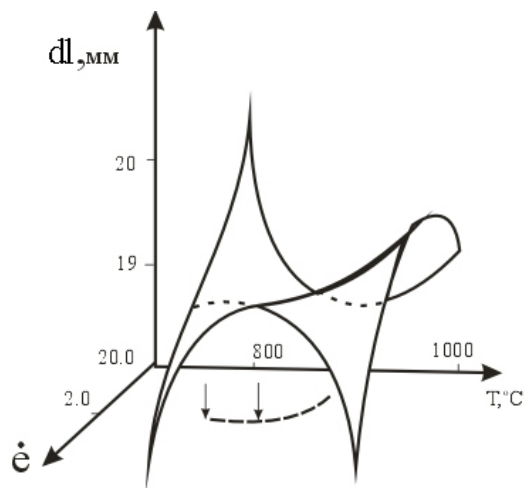


Рис. 1. Изменение абсолютного удлинения образцов (dl) в зависимости от скорости ($\dot{\epsilon}$) и температуры (T) деформации.

верхностям деформированных образцов, были найдены режимы, которые отвечали оптимальному сочетанию температуры и скорости формоизменения стальных полуфабрикатов [1]. Так, в поле параметров «скорость относительной деформации $\dot{\epsilon}$ – температура T » наиболее благоприятный режим воздействия соответствовал траектории: $\dot{\epsilon} \sim 2.0 \text{ с}^{-1}$ при T в диапазоне от 800 до 900 °C, далее при $T \sim 900^\circ\text{C}$ и $\dot{\epsilon}$ от 2.0 до 20.0 с^{-1} (рис.1).

В связи с разработкой новых экономно легированных сталей типа 09Г2ФБ и применением технологических операций, которые сопровождаются теплыми эпизодическими нестационарными пластическими деформациями полуфабрикатов, изучение явлений, происходящих в процессе деформирования стальных листов, было продолжено.

Известно [2], что при повышенных температурах непрерывающееся деформирование обеспечивает приток подвижных деформационных дефектов (дислокаций), которые, в зависимости от температуры, перераспределяются с образованием малоугловых границ и дроблением зерен (полигонизация) или «выметаются» в мигрирующие большеугловые границы (рекристаллизация). Началу рекристаллизационных процессов должна предшествовать некоторая (критическая) пластическая деформация. Предполагаемые структурные изменения в любом из микро- и мезообъемов образцов и, следовательно, на любой точке поверхности соответствуют состоянию баланса между процессами упрочнения и возврата.

$$\frac{d\sigma}{de} = \underbrace{\frac{\partial\sigma}{\partial e}}_{\text{упрочнение}} + \underbrace{(de/dt)^{-1} \frac{\partial\sigma}{\partial t}}_{\text{возврат}}, \quad \text{где} \quad de/dt = b[L\dot{\rho}/\partial t + \rho\partial L/\partial t].$$

Здесь σ и e – напряжения и деформации в выделенном объеме структуры, t – время, b – вектор Бюргерса, L – длина пробега дислокаций плотностью ρ . Демпфирование $d\sigma/de$ определяется напряженно-деформированным состоянием объекта в целом, упрочнение $\partial\sigma/\partial e$ – концентрацией и видом дислокационных структур, $\partial\sigma/\partial t$ и de/dt – подвижностью (временем релаксации) активных элементов (дефектов) в представительном объе-

ме. В зависимости от внешних условий продолжительность процессов релаксации занимает от 10^{-3} до 10^2 минут.

Поскольку помимо температуры и скорости пластического воздействия на величину критической деформации оказывают влияние химический состав металла и технология его производства, ожидалось, что исходное (дислокационное) строение металла, которое определяется скоростью его охлаждения после операции термомеханической обработки с ускоренным охлаждением, также окажет влияние на поддержание динамического баланса между упрочнением и возвратом. Поэтому задачей работы являлось обнаружение и описание возможных изменений в структуре зерен образцов, которые подвергались одноосному растяжению в условиях непродолжительного нагрева при температурах 600°C .

Методика исследований

Материалом для исследований был выбран прокат, который изготавливается из сталей типа 09Г2ФБ. Листы толщиной 10 - 70 мм изготавливались по технологии термомеханической обработки (ТМО) с ускоренным охлаждением при закалке. Она осуществлялась в циркуляционном водяном баке (ОБ) или в установке контролируемого охлаждения (УКО). С целью имитации последующих производственных операций, связанных с теплой деформацией (гибкой или правкой) листов, изучение структурных изменений в деформируемом металле производилось с помощью высокотемпературного металлографического микроскопа АЛАТОО. Из-за особенностей конструкции этого прибора, одноосное растяжение с одновременным нагревом образцов осуществляется в условиях нестационарного поля температур. Поэтому условие баланса между упрочнением и возвратом в разных мезообъемах образца оказывается непостоянным. Поскольку температура испытаний назначалась ниже гомологической температуры, при которой в сплавах железа активизируется термоактивированное переползание дислокаций, предполагаемые изменения в строении границ зерен должны контролироваться динамикой процессов, связанных с рождением активных деформационных дефектов и организацией дислокационных структур. Тогда в зависимости от кинетики взаимодействия и сбалансированности в системах дефектов «дислокации (Д) – малоугловые границы (МУГ)» и (или) «дислокации (Д) – зернограницные дислокации (ЗГД) в большеугловых границах (БУГ)» следовало ожидать переход от динамического возврата к возникновению центров динамической рекристаллизации [3].

Образцы (рис.2) длиной 55 мм и сечением $3 \times 3 \text{ мм}^2$ испытывались одноосным растяжением со скоростью $\sim 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ при температуре 600°C до относительной деформации ϵ в пределах 5 – 15%. Температура контролировалась термопарой, закрепленной в центре образцов.

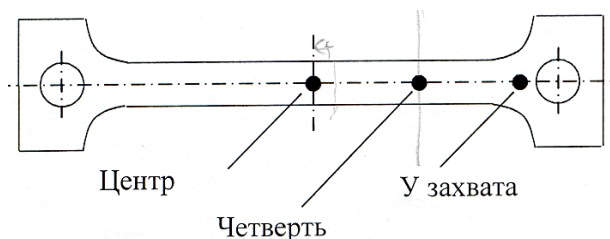


Рис. 2. Общий вид образца, на котором отмечены места, где были подготовлены шлифы.

Рельеф поверхности деформированных образцов исследовался, как с помощью светового микроскопа АЛА ТОО, так и с использованием электронного растрового микроскопа «SEM 535». Помимо изучения деформационного рельефа поверхности, выпол-

нялся традиционный металлографический анализ шлифов, подготовленных на образцах после их испытания в высокотемпературной камере. Обработка полученных изображений производилась методами количественной металлографии.

Результаты исследований

В ходе работы было установлено, что исходная структура металла в образцах зависит от условий промышленной закалки после термомеханической обработки (рис.3).

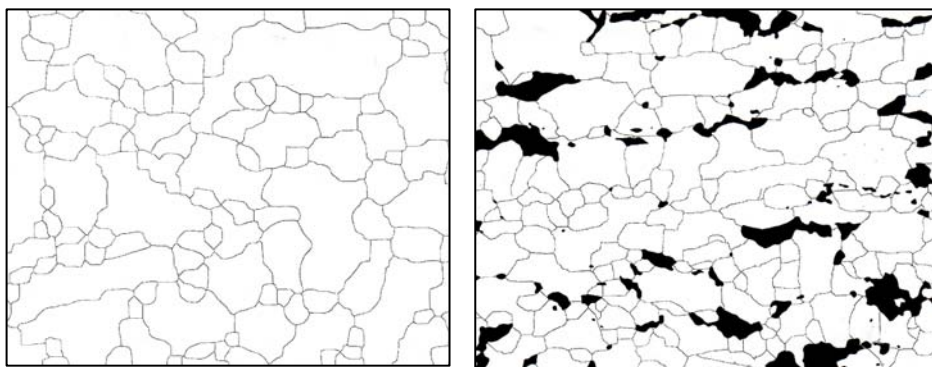


Рис. 3. Структура металла, выявленная на шлифах в зоне захватов: слева – после обработки в ОБ, справа – после прохождения УКО, $\times 1000$.

Так, на шлифах, у которых местоположение соответствовало участкам образцов, находившихся вблизи захватов растягивающего устройства ($T = 20^{\circ}\text{C}$ и $e = 0\%$), была зафиксирована равноосная структура зерен. Причем в образцах, которые были обработаны по технологии «ОБ», зерна представляли собой преимущественно ферритную составляющую (содержание перлита не более 2%). В образцах проката, охлажденного в УКО, количество перлита достигало 12 - 14%.

Полученные данные говорили о том, что обработка в УКО сопровождается более интенсивным охлаждением и приводит к структуре с большим запасом внутренней (латентной) энергии, чем после операции ОБ.

Из этого также следовало, что поперечное скольжение, которое в отсутствие переползания дислокаций является главным элементом динамического возврата, должно протекать с большей активностью в образцах с феррито-перлитным строением и приводить к более совершенной субструктуре с более крупными зернами. Поэтому при выборе условий тепловой деформации, которые могли моделировать возможные нестационарные термомеханические (технологические) воздействия, для образцов с ферритной структурой была назначена деформация до $e = 5\%$. Образцы, в которых доминировало феррито-перлитное строение (после УКО), растягивались до относительной деформации (e), равной 7,4 и 15%.

В образцах, испытавших растяжение в неоднородном поле температур, на фоне неизменного среднего размера зерна на уровне 9 – 10 балла зафиксирована трансформация вида функции распределения зерен по размерам (рис.4).

Например, после растяжения на 5 и 7,4% полученные распределения в форме гистограмм своим видом были похожи на прямоугольные треугольники, у которых вершины ориентированы в сторону максимума температурного поля.

Деформация на 15% характеризовалась симметричной, но более «уширенной» функцией распределения, что свидетельствовало об изменениях в динамическом равновесии между процессами упрочнения и возврата с возможным началом процесса динамической рекристаллизации. При этом форма зерен сохраняла равноосные очертания.

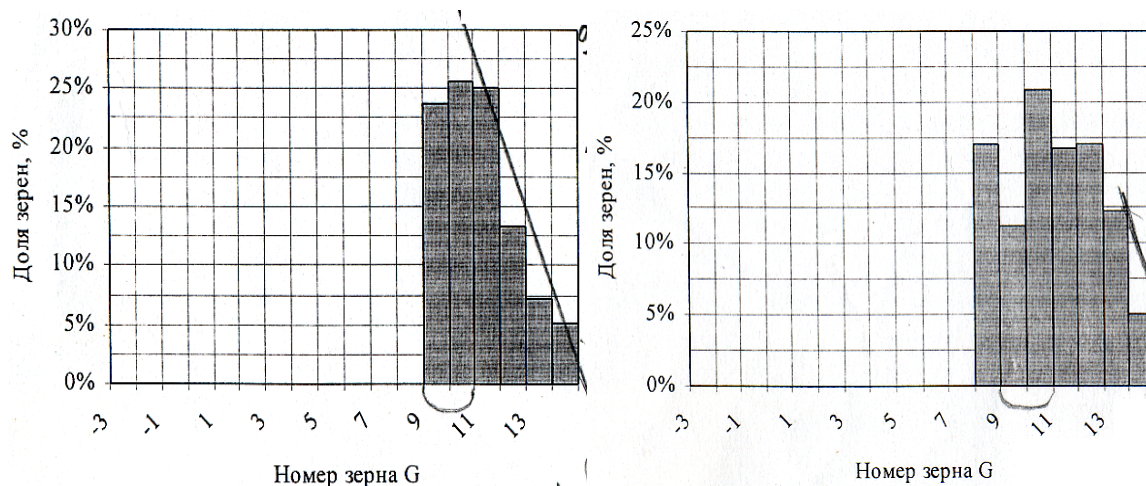


Рис. 4. Форма гистограмм распределения по размерам зерен.
Слева – после деформации на 5%. Справа – после растяжения на 15%.

На шлифе образца, деформированного на 15%, на расстоянии ~ 10 мм от центра ($T \sim 550^\circ\text{C}$) выявлена полоса шириной до 150 ± 50 мкм, ориентированная перпендикулярно направлению растяжения (рис.5).

В пределах этой полосы в рельефе границ зерен замечена извилистость в форме локализованных или чередующихся плавных выступов и впадин, ориентированных по направлению нормали к границе (рис.6). Кроме этого были зафиксированы участки с измельченными зернами, которые группировались вблизи границ в виде ожерелья. Не замечено, чтобы на ширину основания выступов (вдоль границ) и их высоту (удаленность от границы) влияла температура испытания. Эти факты подтверждали предположение о деформационной природе наблюдаемых изменений в структуре металла.

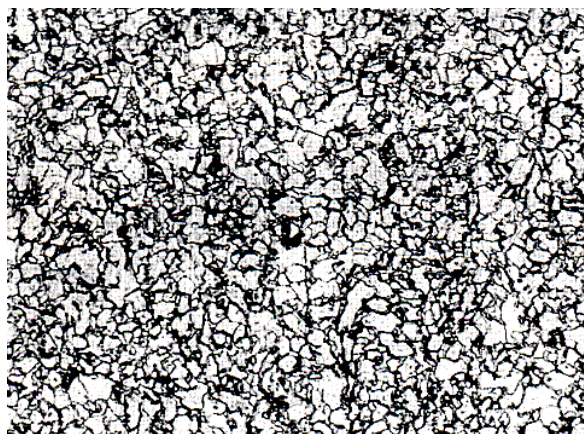


Рис. 5. Внутреннее строение стали в пределах полосы с рельефными очертаниями зерен при оптическом увеличении $\times 400$.

Обнаруженные особенности: неоднородность в размерах, но сохраняющаяся равноосность зерен, зубчатость их границ и новые колонии из мелких зерен, свидетельствовали о реализации стадии динамической рекристаллизации.

Характерно, что на поверхностях образцов, деформированных на $e = 5$ и $7,4\%$, рельеф в виде прямолинейных внутризеренных (предположительно, малоугловых) границ наблюдался вдоль всей их длины (рис.7).

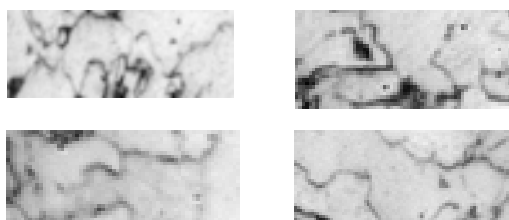
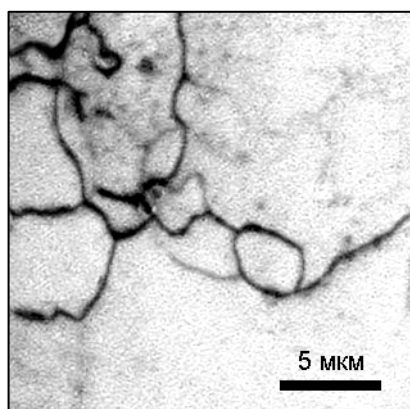


Рис. 6. Участок полосы и отдельные фрагменты границ зерен при большом увеличении.

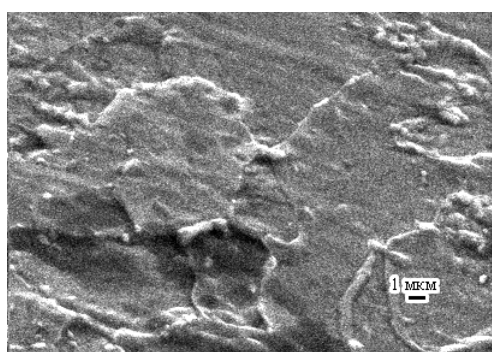
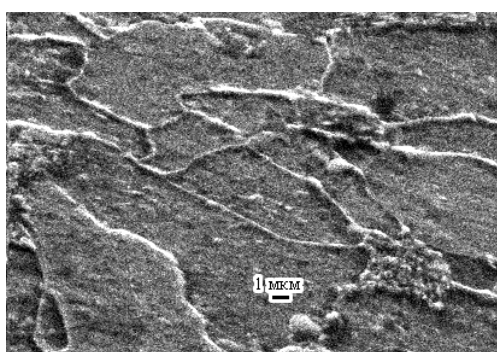


Рис. 7. Поверхностный рельеф образцов, деформированных на 7,4% - слева и 5% - справа; Электронный растровый микроскоп, вторичные электроны.

На образце, который был деформирован на 15%, внутри зерен прямолинейные границы обнаружены преимущественно до местоположения выделенной полосы. Для участков поверхности, находившихся ближе к середине образца, где поддерживалась температура 600°C , косвенным указанием о начале процессов динамической рекристаллизации явилось наличие зерен преимущественно округлого вида, у которых в рельефе границ извилистость встречалась редко (рис.8).

Рельеф поверхности ↓ *середина (600°C)* ↓ *полоса* ↓ ($\sim 550^{\circ}\text{C}$); *ближе к захвату* ↓

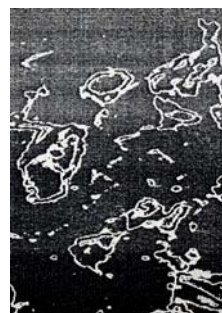
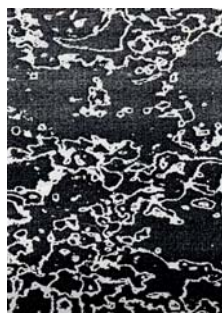
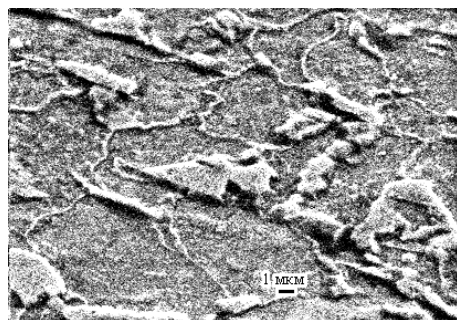


Рис. 8. Поверхностный рельеф полосы в лучах SE электронов – слева и бинарные изображения контуров границ - справа, которые наблюдались вблизи полосы на поверхности образца, растянутого на 15%.

Результаты проведенных наблюдений являлись дополнительным подтверждением предположения о том, что в пределах обнаруженной полосы реализуется переход от динамического возврата к динамической рекристаллизации со сменой механизма релаксации с участием дислокаций и границ зерен.

Вследствие отсутствия участков макроскопической локализации повреждения в образце, деформированном на 15%, для характеристики критического состояния в структуре зерен использовано измерение пространственной размерности их границ.

Повсеместно на шлифах, подготовленных на нескольких характерных (по длине) участках образцов, пространственная размерность границ зерен, вычисленная методами мультифрактальной параметризации [4], оказалась дробной (фрактальной). В пределах обнаруженной полосы ее значения определены как 1,72, в то время как на других участках шлифа величина размерности границ менялась от 1,48 (у захватов при $T = 20^{\circ}\text{C}$ в исходном состоянии) до 1,28 (в центре при $T = 600^{\circ}\text{C}$).

Формально полученный результат характеризует постепенное увеличение извилистости контуров зерен до места обнаружения полосы. Между полосой и центром образца очертания зерен вновь становились плавными и совершенными, на что и указали значения размерности. Физически поведение фрактальной размерности с максимумом указывает на изменения в термодинамическом состоянии границ и наличии точки неустойчивости (бифуркации).

Полученные данные не противоречат сложившимся представлениям о процессах диффузионно-сдвиговой релаксации, которые сопровождают пластическую деформацию в диапазоне температур. Суть релаксации состоит в том, что с участием вакансий происходит коррелированное взаимодействие близко расположенных дислокаций. Специфической чертой механизма является отличие процессов и результатов их протекания в стенках и внутри дислокационных ячеек. Так, вследствие различий в плотности дислокаций и химического потенциала вакансий решеточные дислокации в малоугловых стенках ячеек сближаются настолько, что начинается формирование зернограничных дислокаций (ЗГД), типичных для процессов рекристаллизации. Поэтому в модели структурных изменений должно быть учтено взаимодействие не менее двух типов дефектов: «скользящие дислокации D – малоугловые границы МУГ» и «скользящие дислокации D – зернограничные дислокации ЗГД в большеугловых границах БУГ». Между собой дефекты различаются подвижностями¹ (D) или эффективными временами релаксации (t_r). Для материала, в котором исходная плотность дислокаций определяется (ρ_0), возможные уравнения модели структурных изменений при деформации (e) имеют вид:

$$\frac{\partial e}{\partial t} = A n(t_{rn}) - e / t_{re} \quad (\text{рост плотности границ с учетом релаксации образца});$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = B e \rho - n / t_{rn} \quad (\text{баланс между } \rho \text{ и возникновением границ});$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = (\rho_0 - \rho) / t_{rp} - C e n(t_{rn}) \quad (\text{«дислокационный остаток» с учетом стока в границы})$$

$$t_{rn} = F / T \rho \quad (\text{возможное изменение времен релаксации}).$$

Здесь: ρ – плотность хаотических подвижных дислокаций; n – разность плотностей источников и стоков в границах; A, B, C, F – константы; T – температура; t_{re}, t_{rn} , и t_{rp} – соответствующие времена релаксации (для образца в целом, системы границ и дислокационного ансамбля).

Для численного интегрирования системы имеющихся экспериментальных данных пока недостаточно. Тем не менее, исходя из общих соображений, можно предсказать поведение решений. Например, если подвижности взаимодействующих дефектов различаются незначительно ($D_d \geq D_{МУГ}$), то это может соответствовать квазигармоническому состоянию системы около линии ХС (рис.9). Вследствие этого ансамбли из подвижных дислокаций и образующихся малоугловых границ являются потенциально ав-

¹ Подвижность – параметр, имеющий смысл коэффициента диффузии.

токолебательными. Если подвижности дефектов в случайном статистическом ансамбле существенно разнятся ($D_d \gg D_{буг}$), то его состояние характеризуется как пиковое. Поэтому факт изменения величины размерности с экстремумом можно интерпретировать как изменение диссипативного состояния с переходом от квазигармонического к пиковому. В таком случае в фазовом переходе наиболее вероятной является неустойчивость типа «складка», что и определяет появление зародышей новых зерен деформационной природы.

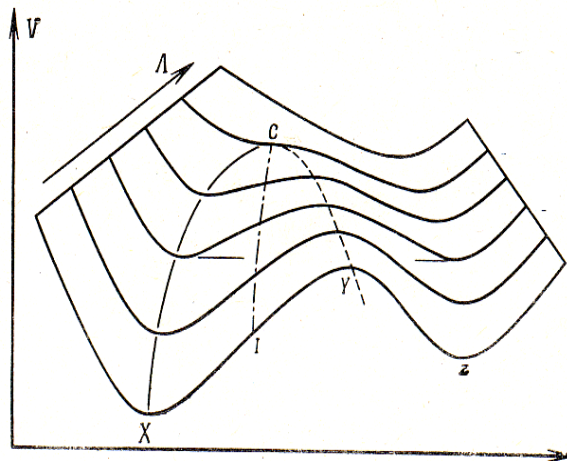


Рис. 9. Возможный вид потенциального рельефа V дислокационного ансамбля вблизи границ ХС – МУГ и CZ – БУГ. Участок ХСУ – площадка равновесия, за которой следует складка; стрелкой Λ обозначено направление роста деформации ϵ и температуры T ; горизонтальная ось $-\rho$.

Особенности в строении границ зерен, выявленные на шлифах и внешней поверхности деформированных образцов, свидетельствуют о том, что при растяжении с назначенной (10^{-2} с^{-1}) постоянной скоростью, изменения во внутреннем строении сталей типа 09Г2ФБ осуществляются за счет преимущественно динамического возврата с присущими чертами эстафетности и саморегуляции. При увеличении степени деформации эстафетность релаксационных процессов приводит к смене релаксационных процессов на более эффективные. Саморегуляция состоит в том, что среди разных механизмов релаксации приоритет принадлежит контактному взаимодействию. Можно предположить, что смена диссипативного состояния с переходом к динамической рекристаллизации обусловлена накоплением дислокаций до критической концентрации ρ_c . Величина критической плотности дефектов зависит от исходного состояния металла (ρ_0), температуры (T) и скорости пластической деформации ($\dot{\epsilon}$).

Выводы

1. Ускоренное охлаждение листов сталей типа 09Г2ФБ приводит к формированию феррито-бейнитной структуры, которая в условиях теплого (до 600°C) активного растяжения (со скоростью $\sim 10^{-2} \text{ с}^{-1}$) до средних ($\sim 15\%$) относительных деформаций обнаруживает признаки изменения диссипативного состояния с переходом от динамического возврата к динамической рекристаллизации. Величина теплой (при $T \sim 550^\circ\text{C}$) относительной деформации $\epsilon \sim 15\%$ для структур, сформированных технологией ТМО + УКО, в этих сталях является критической для активации динамической рекристаллизации.

2. По изменениям рельефа внешней поверхности образцов и контурам границ зерен во внутренних объемах установлено, что переход от динамического возврата к динамической рекристаллизации локализован и реализуется в пределах полосы шириной $\sim 150 \pm 50 \text{ мкм}$, расположенной на расстоянии 10 мм от центра образца.

3. Обнаруженное явление интерпретируется как фазовый переход типа «складка» в среде с нелинейными свойствами, где возможная смена диссипативного состояния обусловлена возникновением динамической неустойчивости между притоком активных дислокаций и их последующим стоком вначале в малоугловые, а затем большеугловые границы. Предполагается, что множественные изгибы границ зерен связаны с процессами самоорганизации дефектов кристаллического строения.

Работа выполнена при государственной поддержке ведущих научных школ РФ (код гранта № НШ-1505.2003.8).

Список литературы

1. Барахтин Б.К., Варгасов Н.Р., Рыбин В.В. Мультифрактальный анализ структурных изменений при вариации температурно-скоростных режимов пластической деформации. Труды 5-го Международного семинара «Актуальные проблемы прочности». Великий Новгород: НГУ, 2001.- т.2.- с.38-42.
2. Штремель М.А. Прочность сплавов. Часть 2. Деформация. М.: МИСИС, 1997.- 527 с.
3. Новиков И.И. Теория термической обработки металлов. М.: Металлургия, 1986.- 479с.
4. Барахтин Б.К., Чашников В.Ф. Программа ЭВМ для мультифрактального анализа изображений структур металлов и сплавов // Вопросы материаловедения, 2001,N 4 (28). с.5-8.

УДК 539.25:620.187

ОСОБЕННОСТИ УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКОЙ АККОМОДАЦИИ ПАКЕТОВ МАРТЕНСИТА В СТАЛЯХ ИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МУЛЬТИФРАКТАЛЬНОГО АНАЛИЗА ИЗОБРАЖЕНИЙ СТРУКТУР

Барахтин Б. К., Зворыгин Р. Г.

ЦНИИ КМ «Прометей», Санкт – Петербург, Россия

Накопленные знания о структуре и свойствах, а также практический опыт применения сталей судостроительного назначения говорят о том, что в последовательности технологических операций термомеханической обработки (ТМО) увеличение скорости охлаждения при закалке листового проката сопровождается заметным улучшением всего комплекса механических свойств [1]. Одной из причин, ответственных за возрастание прочности и вязкости сталей, является формирование игольчатых мартенситных и (или) бейнито-мартенситных мезофаз² реечного дислокационного строения [2]. В качестве другой причины, способной оказать влияние на завершенность и кинетику фазовых превращений, видится неоднородное неравновесное состояние матрицы после закалки, особенно заметное при производстве толстолистового проката. Так, в результате

² Здесь и далее термин «мезофаза» означает продукты ГЦК → ОЦК реакции, сосредоточенные в пределах зерен металла.

быстрого охлаждения в поверхностных слоях листов происходит мартенситное превращение, а в сердцевине – нет. Наличие градиента температур по толщине делает возможным последующий самоотпуск мартенситных структур, способный привести к формированию "квазикомпозита", в котором отдельные слои обладают мартенситным, бейнитным или феррито-перлитным строением.

Наряду с неоднородным по толщине листа распределением мезофаз превращения возможна активация взаимодействия среди ансамблей вакансионной и дислокационной природы на уровне микроскопического масштаба. Полагают [3], что на этапе охлаждения в поверхностных слоях металла возникает вакансионный поток по направлению температурного градиента. Благодаря активному взаимодействию с дислокациями и малоугловыми границами, он способен образовывать поливакансионные комплексы (вакансии и дивакансии), которые придают дислокационным линиям неустойчивые конфигурации, а их переползанию – свойства нелинейных сред [4].

Предполагая возможность возникновения или сохранения локального неравновесного состояния в сталях после закалки, задачей исследования являлось обнаружение его следов. Они могли проявиться в морфологии рельефа границ мезофаз, образующихся в результате ГЦК $\rightarrow$ ОЦК реакции в виде дисперсных бейнито-мартенситной или феррито-цементитной смесей, вследствие неоднородной сосредоточенной упруго-пластической аккомодации и других процессов у поверхностей сопряжения зерен, пакетов, реек.

Выбор методики исследования

Эксперименты выполнены с образцами, изготовленными из листов толщиной 10-20 мм сталей типа 09ХН2МД, которые в промышленных условиях после ТМО охлаждались с повышенной скоростью в роликоткалочной установке. Прочностные свойства металла оценивались по результатам стандартных механических испытаний на одноосное растяжение.

После испытаний с определением предела текучести, на поперечных сечениях образцов вырезались пробы (фольги) для электронно-микроскопических исследований «на просвет», которые выполнялись с помощью микроскопа «ЕМ-400Т».

С целью сопоставимости результатов, полученных при обработке электронно-микроскопических изображений, все дифракционные картины приводились к одному оптическому увеличению ($\times 26000$) посредством пропорционального масштабирования с помощью программы «Фотошоп-7». Таким способом было обработано около 50 полей. Далее, с целью обнаружения признаков неравновесного состояния использован метод мультифрактальной параметризации изображений структур [5], с помощью которого по программе «Фрактал» [6] рассчитывался спектр обобщенных размерностей (Реньи). Из набора мультифрактальных параметров использовались значения пространственной D_f^0 и информационной D_f^1 размерностей. Например, величина размерности D_f^0 служит для количественной аттестации извилистости границ выделенных фрагментов, а значения D_f^1 характеризуют рост информации, необходимой для определения местоположения выделенной точки при стремлении размеров окружающего пространства к нулю. Вычисление размерностей производилось с точностью 1%. Для этого выбранные изображения оцифровывались в кадры площадью 512×285 пикс, в пределах которых оператор мог установить аналитическую рамку 256×256 пикс на любых участках дифракционных картин, где были обнаружены какие-либо особенности.

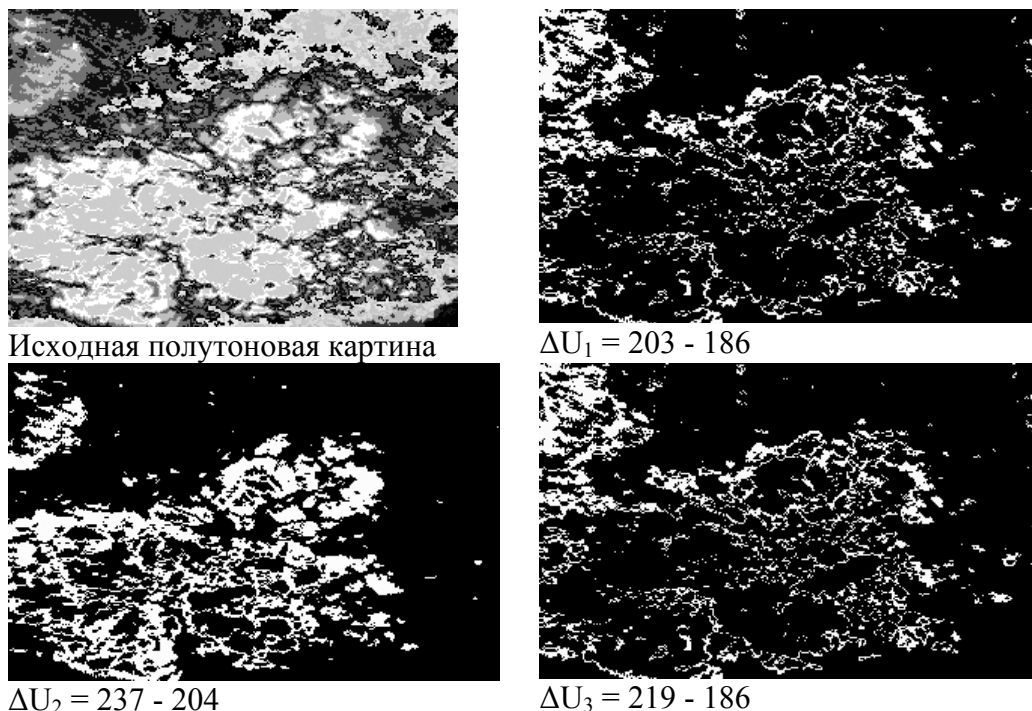


Рис. 1. Пример полутонового дифракционного изображения ячеистой дислокационной структуры (слева сверху) и его бинарные отображения при разных окнах бинаризации $\Delta U = U_{\max} - U_{\min}$. При нахождении размерностей величина окна фиксировалась на значении ΔU_3 . Значения $U_{\max}$ и $U_{\min}$ выбираются из интервала (0, 256).

Цифровой анализ изображений производят на бинарных изображениях, где частицы (объекты) представляют собой массивы из связанной белой компоненты на поле черного цвета. Операция бинаризации заключалась в преобразовании исходных полутоновых картин, представленных в 256 уровнях серого цвета, в их черно-белые отображения с последующим вычислением назначенных параметров. В итоге, на черном поле бинарного изображения матрицы белым цветом обозначались контуры геометрических фигур, параметры которых (рельеф, размеры, относительные доли) подлежали анализу (рис.1).

Внешний контур такого бинарного объекта образован пикселями, где плотность почернения отвечает заданному окну или порогу преобразования. В результате последовательного суммирования пикселей вдоль направления обхода фигур (например, по часовой стрелке), формировались их контуры. В представленной работе было применено окно, образованное двумя порогами бинаризации: $\Delta U_3 = 219 - 186$.

Существует принципиальное различие в природе формирования полутоновых и бинарных изображений структур. Так, контуры объектов, видимых на электронно-микроскопических изображениях, определяются условиями дифракции и имеют физическое обоснование. На экране микроскопа полутоновое изображение формируется аналоговыми сигналами переменной амплитуды. На экране компьютера вид бинарных картин определяется окном или порогом преобразования и зависит от количества единичных импульсов (нулей и единиц) постоянной амплитуды. Таким образом, бинарную картину следует рассматривать как дискретную аппроксимацию характеристических функций объекта или статистически-геометрической моделью исходной картины. При удачном выборе окна или порога преобразования операция бинаризации не вносит существенных искажений в статистические массивы данных и сохраняет масштабное соответствие в геометрических параметрах.

Результаты исследования структуры металла

После ускоренного охлаждения при закалке внутреннее строение листового проката сталей типа 09ХН2МД представляет собой смесь из бейнито–мартенситных мезофаз (Рис.2).

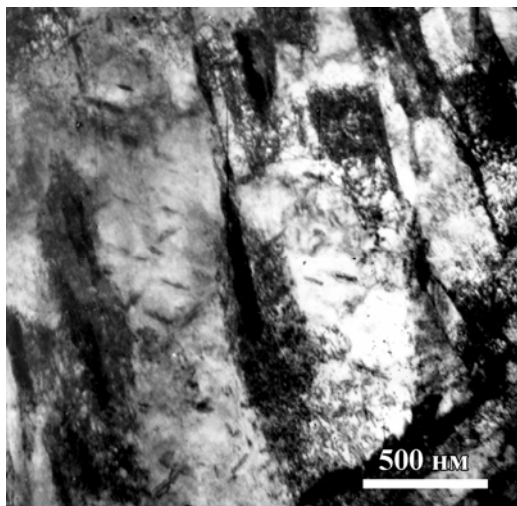


Рис.2. «Тонкая» бейнито-мартенситная структура в закаленных листах толщиной 10 мм. Внутри пакетов мартенсита самоотпуска видны карбиды Me_3C .

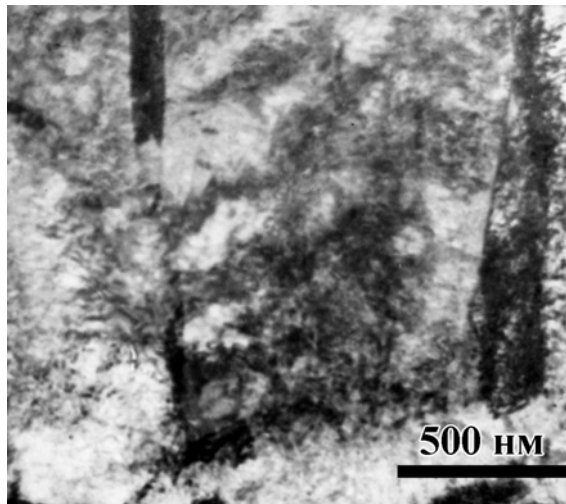


Рис.3. Периодический дифракционный контраст в пакетах мартенсита вблизи границ.

На некоторых электронно-микроскопических снимках мартенситных структур внутри и вдоль границ пакетов зафиксирован дифракционный контраст (рис.3) в виде чередующихся сгущений интенсивностей. Как правило, он наблюдался в середине бейнито - мартенситных пакетов. Повторяемость с шагом $\sim 200\text{nm}$ и локализация на участках протяженностью до $0.1\mu\text{m}$ соответствуют плавным изменениям разориентировок в пределах нескольких градусов. Максимумы интенсивности свидетельствуют о локализации латентной энергии, вызванной полями изгиба кручения в кристаллической решетке. Из периодичности в расположении интерференций следует, что между энергетическими зонами присутствуют области микропластической релаксации.

Согласно теоретическим расчетам полей напряжений вблизи равновесных и неравновесных границ [7], при данной средней плотности дефектов минимальной упругой энергией должны обладать границы с равновесным и периодическим строением. Напряжения, порождаемые неравновесными границами, затухают медленнее и вызывают более плотный дифракционный контраст. Локализация контраста у границ в местах, соответствующих (по длине) серединам пакетов, свидетельствует о неполной компенсации напряжений у стыков пакетов и частичном сохранении там неравновесного состояния.

В толковании полученных данных мы исходим из предположения о частичной компенсации упругих напряжений вблизи границ мезофаз игольчатой морфологии. Неполная уравнированность дислокационной структуры в стыках пакетов свидетельствует о ее пониженной устойчивости и неравновесности. Обнаруженный периодический дифракционный контраст можно представить как результат

прохождения одиночного фронта пластической аккомодации, определяемого плотностью дислокаций p :

$$dp/dt = D d^2p/dr^2 + A_1p - A_2p^2.$$

В этом случае перемещение дефектов зависит от коэффициента диффузии D и реализуется механизмом переползания со скоростью $V > \sqrt{kD}$, где k – постоянная, пропорциональная градиенту движущей силы. Истоки – стоковые слагаемые с коэффициентами A_1 и A_2 определяют кинетику перестройки. Поскольку активация этого процесса требует достаточно высоких температур, следует допустить, что периодический контраст был вызван пластической аккомодацией при завершении термомеханической обработки стальных листов или на ранних этапах ГЦК→ОЦК превращения при их закалке.

При компьютерной обработке и мультифрактальной параметризации изображений тонкой структуры замечено, что между значениями пространственных размерностей D_f^0 для границ (а) пакетов и внутренних контуров (б) от дислокационных сплетений устойчиво воспроизводится разница $D_f^{0a} - D_f^{0b} = 0.05$. Она не зависела от толщины исследованных стальных листов, что указывало на единую физическую природу структурных перестроек вблизи границ пакетов. При «тренде» структурных изменений в направлении «изнутри к поверхности», обнаруженное скачкообразное изменение величин размерностей свидетельствует о фазовом превращении 1-го рода с изменением упорядочения в хаотическом скоплении дислокаций. Скалярная плотность дефектов оценена в $\sim 10^{14} \text{ м}^{-2}$, что вполне достаточно для проявления коллективных эффектов [8].

Принимая во внимание результаты мультифрактального анализа электронно-микроскопических изображений, которые указали на смену упорядоченности в дислокационных структурах вблизи границ пакетов мартенсита, обнаруженный эффект возникновения периодического контраста можно интерпретировать как результат локализованного быстрого перемещения дислокаций в состояниях, далеких от равновесного. Такое перераспределение дефектов скалярной плотностью P^w , вектором Бюргерса b и сдвигом g должно осуществляться в микрообъемах аккомодации W без образования дислокационных зарядов с образованием слоев различной ориентации $Q \sim (dg/dr)/b$ механизмом скольжения в разных направлениях и суммарной скоростью сдвигов $V \sim 0$ [8]:

$$P^w = p^+ + p^- \quad \text{и} \quad Q = (p^+ - p^-).$$

Такой схеме (рис. 4) соответствуют кинетические уравнения:

$$dp^w/dt = d/dr [P^w D (dp^+/dr + dp^-/dr)]$$

и

$$dQ/dt = d/dr [P^w D (dp^+/dr - dp^-/dr)]$$

Здесь D – коэффициент самодиффузии, r – координата.

В предложенной записи уравнения характеризуют кинетику самоорганизации дислокационной подсистемы вблизи границ мезофаз. Малые возмущения (сдвиги) описываются суперпозицией волн p_j^w вида:

$$p_j^w = p_{j0} \exp \{ ft + i 2\pi r/\lambda \},$$

где f – комплексные частоты, t – время, λ – длина волны, которая может рассматриваться как один из характеристических масштабов структуры. В решении дифференциального уравнения комплексные составляющие свидетельствуют о том, что искомая функция является колебательной.

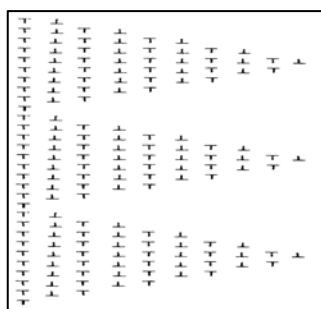


Рис. 4. Схема послойного разделения дислокаций разного знака.

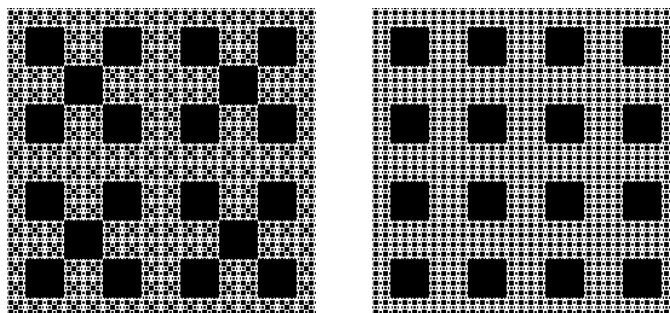


Рис. 5. Модели регулярных фракталов в виде стоячих волн, которые соответствуют значениям D_f^1 по обе стороны границ мартенситных пакетов с периодическим дифракционным контрастом.

Основным фактором, определяющим подвижность хаотически распределенных дислокаций, является их скалярная (общая) плотность – P^w . Если периодический контраст обусловлен самоорганизацией дефектов, то в их распределении можно ожидать возможность проявления резонансных эффектов по мере возрастания скоростей охлаждения (назначения начальных условий) в некоторых «подходящих по размеру» мартенситных пакетах (граничных условиях задачи).

Информационная размерность D_f^1 , которая определялась аналогично величине D_f^0 из спектра обобщенных размерностей бинаризованных картин (состоящих из нулей и единиц), также претерпевала скачок вблизи границы мартенситного пакета. В мультифрактальной интерпретации скачок величины D_f^1 характеризует направленный поток энтропии информации через границу [9]. С целью лучшей наглядности для обнаружения и возможной последующей оценки изменения этого потока построены модели трех поколений статистических (регулярных) фракталов в виде ковров Серпинского. В построении использованы значения размерностей D_f^1 , вычисленные по обе стороны границ мартенситных пакетов в местах, где обнаружен периодический контраст. Вид моделей в «телеграфной» (диадической) системе координат показан на рисунке 5. Модели представляют собой упорядоченные стоячие волны, локализованные в пределах аналитической рамки 256x256px. Изменения в местоположениях их максимумов описываются операциями типа «сложения» или «вычитания» [10]. И если «физическое» толкование периодического контраста ведет к дифференциальным уравнениям, то с помощью стоячих волн проблема обнаружения изменений в упорядоченности расположения объектов «с информацией» может быть сведена к числовой задаче с разностными уравнениями.

Выводы

1. Структура листов высокопрочной судостроительной стали типа 09ХН2МД, быстро закаленной в промышленных условиях, характеризуется бейнитомартенситными фазами пакетного (дислокационного) вида.

2. На электронно-микроскопических изображениях вблизи границ некоторых мартенситных пакетов зафиксирован дифракционный периодический контраст, обусловленный процессами упруго – пластической аккомодации с самоорганизацией дислокаций, которые после закалки находились в локально неравновесном состоянии.

3. При мультифрактальном анализе электронно-микроскопических изображений бейнито-мартенситных структур вблизи границ мартенситных пакетов зарегистрирован скачок величин пространственной и информационной размерностей, что свидетельствует о превращении 1-го рода с изменением степени порядка в хаотическом скоплении дислокаций.

4. Геометрически – статистические модели в виде регулярных фракталов, построенные в диадической (двоичной) системе координат по бинарным отображениям полутонковых дифракционных картин, представляют собой упорядоченные стоячие волны. Скачок значений информационной размерности и изменение в расположении максимумов стоячих волн являются наглядной иллюстрацией превращения 1-го рода и потока информации через границу мартенситного пакета, где обнаружен периодический дифракционный контраст.

Работа выполнена при государственной поддержке ведущих научных школ РФ (код гранта № НШ-1505.2003.8).

Список литературы

1. Барахтин Б.К., Пазилова У.А., Хлусова Е.И. Скорость охлаждения как синергетическое влияние диффузионных процессов на механические свойства сталей // 14 Петербургские чтения по проблемам прочности. СПб, март 2003г.Сб.тезисов. СПб.: СПб ГУ, 2003г.-с.129-130.
2. Барахтин Б.К., Семичева Т.Г., Высоцкий В.М. Морфология межфазных границ в низкоуглеродистых хладостойких сталях при вариации условий охлаждения после термомеханической обработки // Труды 1 Евразийского симпозиума по проблемам прочности материалов и машин для регионов холодного климата, июль 2002, Якутск: ИПС СО РАН, 2002.- т.2.- с.3-10.
3. Кудряков О. В. Дислокационные квазидиполи при мартенситном превращении сталей // Физика металлов и металловедение, 2002.-т.94,№5.-с.3-10.
4. Дж. С. Ли. Микромеханизмы деформации и разрушения // Металлические стекла. М.:Металлургия, 1984.-с.173-191.
5. Встовский Г.В., Колмаков А.Г., Бунин И.Ж. Введение в мультифрактальную параметризацию структур материалов. Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.- 116 с.
6. Барахтин Б.К., Чашников В.Ф. Программа ЭВМ для мультифрактального анализа изображений структур металлов и сплавов // Вопросы материаловедения, 2001,N4(28).-с.5-8.
7. Валиев Р.З., Владимиров В.И., Герман В.Ю., Назаров А.А., Романов А.Е. Поля напряжений равновесных и неравновесных границ зерен. Препринт 1327. Л.: ФТИ, 1989.-22 с.
8. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. М.: Metallurgy, 1984.-280 с.
9. Хазен А.М. Введение меры информации в аксиоматическую базу механики. М.: Пауб, 1998.- 164 с.
10. Хармут Х. Применение методов теории информации в физике. М.: Мир, 1989.- 344 с.

УДК 669.14.018.25

ПОВЫШЕНИЕ ЭКСПЛУАТАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ ШТАМПОВЫХ АЗОТСОДЕРЖАЩИХ СТАЛЕЙ С РЕГУЛИРУЕМЫМ АУСТЕНИТНЫМ ПРЕВРАЩЕНИЕМ

Зворыгин Р. Г., Лебедева Н. В., Солнцев Ю. П.*

ФГУП ЦНИИ КМ "Прометей", Санкт-Петербург, Россия

** СПбГУ НнПТ, Санкт-Петербург, Россия*

В зависимости от назначения и условий эксплуатации температура разогрева поверхностных слоев прессового инструмента может достигать 900°C и выше. При этом удельные давления, которые испытывает инструмент при обработке трудно деформируемых материалов, создаются до 1500 - 2000 МПа [1]. Для работы в столь сложных температурно-силовых условиях применяются стали с регулируемым аустенитным превращением (РАП). Особенностью сталей такого класса является то, что в процессе эксплуатации (при высоких температурах) металл имеет грани-центрированную кубическую решетку (ГЦК). После охлаждения до комнатных температур в металле фиксируется объемно-центрированная кубическая решетка (ОЦК), что усложняет возможность изучения внутреннего строения материала, имеющего цель направленного влияния на его эксплуатационные параметры: прочность и трещиностойкость. Поэтому при выборе легирующего комплекса для сталей типа РАП основным принципом является регулирование границами интервала температур $\alpha \leftrightarrow \gamma$ превращения, которые должны быть ниже температур разогрева инструмента при эксплуатации.

Жесткие температурные и силовые режимы предъявляют структуре металла высокие требования к термической устойчивости. Так, под воздействием высоких температур и давлений, возникающих при каждом формообразующем цикле, происходит пластическая деформация поверхностного слоя инструмента. Деформация сталей, находящихся при столь высоких температурах в состоянии с ГЦК структурой, сопровождается существенным упрочнением [2]. В этой решетке наиболее легко осуществляется множественное скольжение по пересекающимся плоскостям и направлениям, создается сложная конфигурация дислокаций и эффективных барьеров, а отсюда – большое упрочнение.

Особенностью деформации при высоких температурах является то, что наряду с процессами деформационного упрочнения, развиваются с большей или меньшей степенью интенсивности процессы разупрочнения, обусловленного процессами переползания дислокаций и коагуляции частиц дисперсных фаз. Таким образом, термическая устойчивость субструктуры упрочненного деформированного аустенита зависит от баланса процессов упрочнения и разупрочнения и, как следствие – от скорости, степени и температуры деформации. Варьирование этих факторов позволяет в аустените получать разнообразные структурные состояния с различной устойчивостью против рекристаллизации [3].

Традиционно комплекс механических свойств улучшают, активируя механизм дисперсионного упрочнения, вводя в химический состав сплава элементы - модификаторы, например, ванадий. Дисперсионное упрочнение в аустенитном состоянии происходит за счет выделения высокодисперсных фаз (карбидов и карбонитридов) из пересыщенного твердого раствора в течение выдержки при высоких температурах. Оно обусловлено взаимодействием дислокаций с частицами дисперсных фаз, которые пре-

пятствуют их свободному движению. Эффект упрочнения может быть использован в полной мере в том случае, если при нагреве достигается значительное растворение в аустените избыточных фаз. Основным преимуществом карбонитридного упрочнения является более легкое растворение карбонитридов в аустените по сравнению с нитридами и карбидами. Так, например, полное растворение карбонитридов ванадия заканчивается при температуре 800 - 900°C, а нитридов ванадия при температуре ~ 1100°C [4].

В настоящее время для повышения эксплуатационной стойкости штампов все чаще используют механизм твердорастворного упрочнения, вводя в химический состав металла азот.

С целью разработки теплостойкого материала для работы в качестве прессового инструмента горячего прессования цветных сплавов, проведено изучение влияния различных концентраций азота на возможность высокотемпературного упрочнения сталей с регулируемым аустенитным превращением при эксплуатации.

Для достижения этой цели решались следующие задачи:

- разработка химического состава, позволяющего сохранять упрочненное состояние в процессе эксплуатации прессового инструмента;
- исследование влияния процессов дисперсионного твердения на эксплуатационную стойкость;
- изучение влияния пластической деформации на свойства опытных сталей методом имитационного эксперимента;
- исследование степени повреждаемости опытных сталей в условиях высокотемпературной деформации.

Исследованы сплавы с различным содержанием азота и ванадия (табл. 1). За основу взят химический состав сталей типа 4X2H5M3K5Ф. Сталь N1 отличается от основной дополнительным легированием азотом, сталь N2 - более высоким содержанием ванадия, сталь N3 - высоким содержанием, как ванадия, так и азота. Кроме того, из состава сталей исключен кобальт и несколько увеличено содержание марганца. При предполагаемом соотношении остальных компонентов кобальт не ведет к повышению прочностных свойств, а марганец способствует более полному растворению специальных карбидов при более низких температурах аустенитизации [5].

Таблица 1. Химический состав опытных сталей

Сталь	C	V	N	Co	Mn	Si	Ni	Cr	Mo
4X2H5M3K5Φ	0,35- 0,45	0,3-0,4	-	5,1-6	0,3-0,6	0,4- 0,7	5,0- 5,5	1,9- 2,4	1,2- 2,4
N1		0,6	0,02	-	0,6-0,7				
N2		1,3	0,02						
N3		1,3	0,04						

Стали выплавляли в открытой основной индукционной печи емкостью 100 кг и разливали в слитки массой по 20 кг. Слитки ковали на прутки со стороной квадрата 30 мм. Послековки прутки подвергали двукратному отжигу по режиму: 700°C, 6ч, охлаждение с печью до 200°C, нагрев до 680°C, выдержка 6ч, охлаждение с печью до 200°C, а затем на воздухе. После такой термической обработки сталь имеет твердость 40-45 HRC и удовлетворительно обрабатывается резанием. Вырезанные из прутков образцы для высокотемпературных испытаний на растяжение подвергались дополнительной термической обработке: закалке с охлаждением в масле с температуры 1050°C и высокому отпуску (650°C). В отожженном состоянии все стали имеют ОЦК кристаллическую решетку. Значения критических точек сталей приведены в таблице 2.

Таблица 2. Температурные критические точки опытных сталей

Сталь	Критические точки, °C					
	Ac ₁	Ac ₃	Ar ₃	Ar ₁	M _H	M _K
N1	688	745	420	305	203	~40
N2	645	730	402	288	212	~40
N3	620	690	390	375	218	~40
4X2H5M3K5Ф	615	835			220	30

Из таблицы 2 видно, что все опытные стали будут иметь аустенитную структуру при температурах выше 400°C (учитывая предварительный подогрев прессового инструмента с целью аустенитизации). Температура конца аустенитного превращения опытных сталей ниже, чем стали 4X2H5M3K5Ф, что позволяет использовать для аустенитизации температурный интервал более низкий, чем для сталей 4X2H5M3K5Ф.

Для определения эффективности деформационного и дисперсионного твердения проводили испытания по схемам, моделирующим условия эксплуатации (рис.1). Образцы подвергали аустенитизации при 950°C с последующей обработкой, заключающейся в:

- выдержке при температуре 750°C от 1 до 10ч в камере испытательной машины, в которой проводили испытания на одноосное растяжение сразу после выдержки с целью обнаружения влияния процессов дисперсионного твердения на механические свойства при температурах эксплуатации;
- испытании на растяжении без предварительной деформации и после предварительной 3-х кратной пластической деформации (по 1%) при температурах испытания (от 500 до 800°C). Целью этого эксперимента являлось определение влияния пластической деформации на механические свойства.

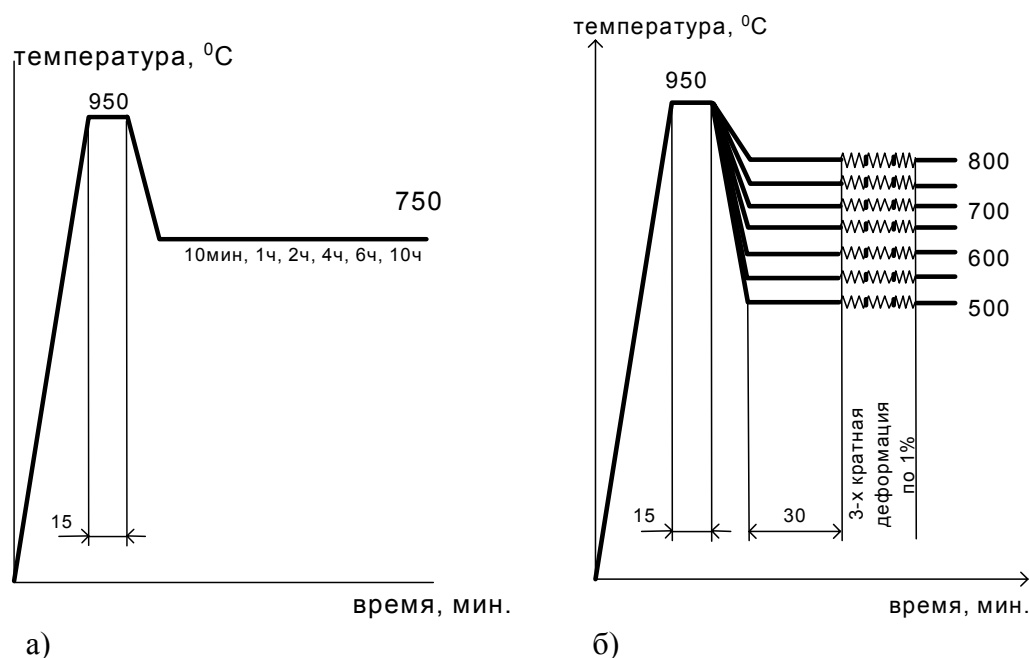


Рис.1. Схемы проведения имитационных экспериментов для оценки теплостойкости сталей.

На различных стадиях испытания фазовый состав сталей определяли с помощью высокотемпературного рентгеноструктурного анализа. При съемке дифрактограмм режимы изменения температур соответствовали тепловым условиям испытаний разрыв-

ных образцов. При выбранных режимах нагрева сплавы имели структуру устойчивого или переохлажденного аустенита. После охлаждения до комнатных температур стали имели бейнитную структуру.

В ходе проведения экспериментов было установлено, что опытные сплавы при испытаниях по схеме «а» демонстрируют значительное изменение предела текучести. На рисунке 2 в относительных координатах ($\sigma_{0,2} / \sigma_{0,2\max}$) показаны различия в значениях пределов текучести, обусловленные разными продолжительностями выдержки при 750°C. Так, выдержка в течение 1 – 2 часов приводит к повышению предела текучести на ~40% (кривые N1 и 2). Видно (кривая N3), что повышение содержания азота и ванадия сдвигает максимум $\sigma_{0,2}$ далее вдоль оси времени выдержки и повышает время устойчивого упрочненного состояния аустенита на ~35% при уровне $\sigma_{0,2} = 0,8 \sigma_{0,2\max}$.

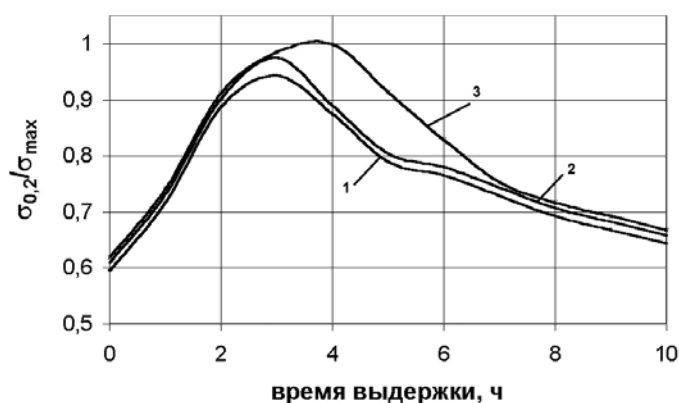


Рис. 2. Влияние времени выдержки при температуре 750°C на предел текучести опытных сталей. Единица соответствует максимальному значению $\sigma_{0,2}$ в данном эксперименте.

Сравнивая изменение механических свойств сталей N1 и N2 можно предположить, что при легировании азотом твердорастворное упрочнение вносит приблизительно такой же вклад в повышение $\sigma_{0,2}$, как и упрочнение вследствие повышения содержания ванадия.

Микроскопическое исследование структуры показало, что после закалки в сталях наблюдаются только крупные частицы карбидов, не растворившиеся при высоком нагреве. В процессе последующего старения зафиксировано выделение дисперсных частиц упрочняющих фаз - карбонитридов ванадия, за счет образования которых и повышается предел текучести (рис.3). Длительная выдержка (более четырех часов) при температуре 750°C приводит к разупрочнению сталей вследствие коагуляции упрочняющих частиц.

При испытаниях по схеме «б» при различных температурах деформации упрочнение оценивали по изменению условного предела текучести ($\Delta\sigma_{0,2}$) относительно его исходного значения:

$$\Delta\sigma_{0,2} = [(\sigma_{0,2\text{упр}} - \sigma_{0,2\text{исх}}) / \sigma_{0,2\text{исх}}] \cdot 100\%.$$

Наибольшее повышение прочности аустенита вызывает многократная деформация в дорекристаллизационном интервале температур (до 600°C). При более высоких температурах нагрева, наряду с процессами упрочнения, все большее развитие получают процессы разупрочнения металла (рис.4). Многократная пластическая деформация при температурах испытаний обеспечивает существенное упрочнение аустенита при 500-600°C ($\Delta\sigma_{0,2} \sim 20-50\%$) и слабо влияет на его прочностные свойства при 700-750°C.

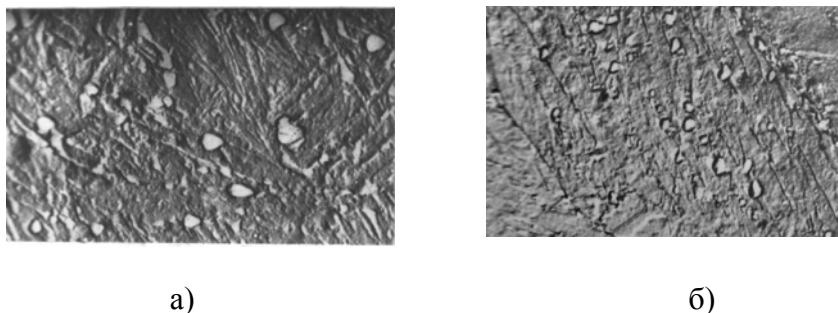


Рис.3. Упрочняющие частицы в сталях N1 (а) и N3 (б) после выдержки 5ч и испытаний при температуре 750°C. Метод оттененных реплик, ПЭМ, х8000.

Во всех опытных сталях одинаковая степень предварительного наклепа обуславливает одинаковую плотность дислокаций и объясняет одинаковый характер изменения зависимости $\Delta\sigma_{0,2}$ в области температур до 650°C. При более высоких температурах перемещению дислокаций препятствует механизм твердорастворного упрочнения, влияние которого наиболее заметно на характере изменения этой зависимости в стали N3. Таким образом, предварительная пластическая деформация способствует более интенсивному разупрочнению при 800°C для сталей N1 и N2, в то же время заметно, что сталь N3 не разупрочняется при 800°C. Это доказывает, что легирование азотом оказывает положительное влияние на термическую устойчивость аустенита в области высоких температур.

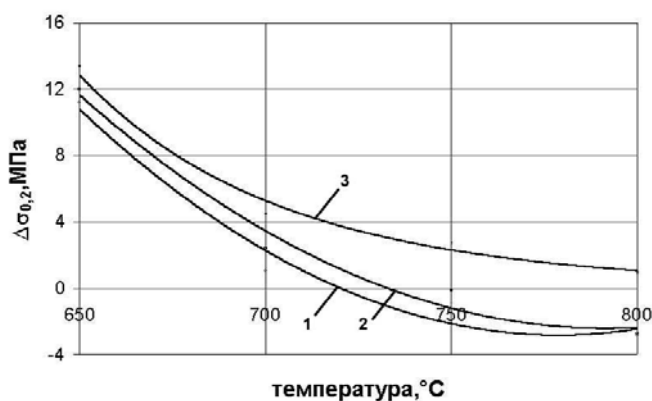


Рис. 4. Влияние температуры на величину изменения предела текучести при воздействии пластической деформации.

испытаний по схеме «б». Обнаружено, что в процессе деформирования металла при высоких температурах в структуре появляются поверхностные трещины, развивающиеся вдоль границ зерен (рис.5).



Рис. 5. Микроструктура поверхностного слоя стали 1, испытанной по схеме «б» при температуре 700°C, на расстоянии 5 мм от места разрыва.

Для оценки степени повреждаемости опытных сталей в условиях высокотемпературной деформации исследовали структуру сталей после распределение таких трещин по длине образца для стали N1, испытанной при температуре 600°C, приведено на рис. 6 ($S_{трещ}$ — площадь, занятая поверхностными дефектами на участке длиной 600 мкм). Характер зависимости указывает на локализацию поверхностных дефектов в области сужения разрывного образца. В зависимости от температуры испытаний по схеме «б» размеры трещин изменяются по линейному закону (рис. 7). Так, с увеличением температуры площадь, занимаемая ими, становится больше. Можно предположить, что в образовании и развитии дефектов такого типа принимают

участие два механизма: микропластическая деформация и высокотемпературное окисление. С повышением температуры роль процессов окисления становится больше и трещины по границам аустенитных зерен развиваются в линейной зависимости от температуры.



Рис. 6. Повреждаемость стали N1 в разных точках от места разрыва. Схема «б» при температуре 600°C.

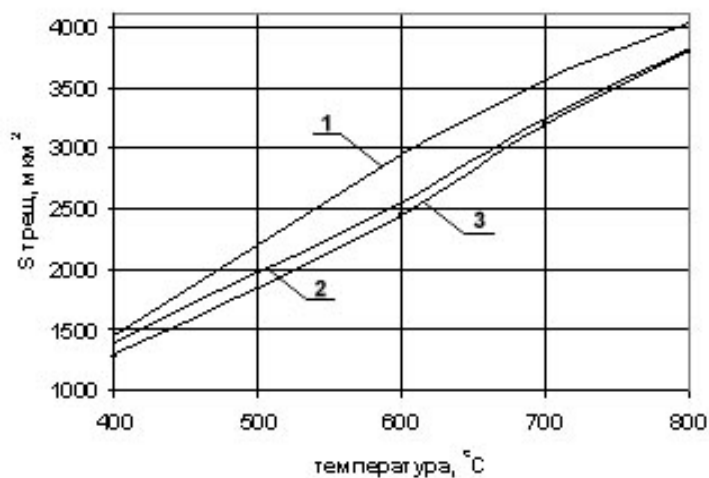


Рис.7. Влияние температуры испытаний на площадь приповерхностных дефектов $S_{трещ}$.

Проведенные исследования показали, что при высокотемпературной деформации сплавы с большим содержанием ванадия более стойкие к зарождению и росту поверхностных дефектов.

Выводы

В проведенных исследованиях реализована возможность использования эффекта деформационного упрочнения. Для повышения высокотемпературной прочности азотсодержащих штамповых сталей с регулируемым аустенитным превращением при эксплуатации разработан и опробован химический состав. Установлены режимы термической обработки, которые позволяют продлить на ~35% время устойчивого упрочненно-

го состояния в аустените. Показано положительное влияние легирования ванадием на сопротивление высокотемпературной деформации.

Список литературы

1. Позняк Л.А. Инструментальные стали. Киев: Наукова Думка, 1996г.
2. Бернштейн М.Л. и др. Диаграммы горячей деформации, структура и свойства сталей. М.:Металлургия, 1989г.
3. Арзамасов Б.Н. и др. Научные основы материаловедения М.Металлургия, 1994г.
4. Солнцев Ю.П., Пряхин Е.И., Войткун Ф. Материаловедение. М.: МИСИС, 2002г.
5. Озерский А.Д., Кругляков А.А. Штамповые стали с РАПЭ. Л., 1988г

ВЛИЯНИЕ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК НА ДЕФЕКТНУЮ СТРУКТУРУ СПЛАВА Al–Zu–Mg

Григорьева Н. А., Ковалевская Т. А., Никонова И. В., Козлов Э. В.

ТГАСУ, Томск, Россия, izido@tsuab.ru

Методами электронной микроскопии была исследована эволюция дислокационной субструктуры сплава Al-Zu-Mg, подвергнутого сжатию и растяжению со скоростью 10^{-4} с^{-1} , а также высокоскоростному удару. Исследуемый сплав прошел предварительную термомеханическую обработку: высокотемпературную прокатку, закалку и старение.

Установлено, что при растяжении с низкой скоростью и в закаленном, и в состаренном сплаве доминирующей является сетчатая субструктура, неоднородность которой усиливается по мере увеличения степени деформации (ϵ). В случае сжатия состаренного сплава при $\epsilon < 0,15$, доминирует сетчатая субструктура, а при $\epsilon > 0,2$ – субструктура с многомерными разориентировками (плавными и дискретными). В интервале деформаций от 0,03 до 0,25 наблюдаются блочные субструктуры, при $\epsilon \sim 0,17$ объемная доля таких субструктур максимальна и близка к 0,4.

В закаленном сплаве, деформированном сжатием, блочные субструктуры не формируются, невелика и объемная доля разориентированных субструктур. Основной объем материала даже при $\epsilon > 0,3$ принадлежит сетчатой субструктуре.

При ударном нагружении в результате внедрения деформирующего тела в массивный образец исследуемого сплава образуется канал. Проводились исследования субструктуры различных областей сплава: у основания канала, в его средней части, вблизи поверхности образцов. Выявлены типы субструктур формирующихся в разных областях сплава, проведена количественная оценка характеристик отдельных субструктур (плотности дислокаций, размеров фрагментов, разориентации и т.д.)

Установлено, что в сплаве, подвергнутом удару, в основном формируются те же типы субструктур, что и в сплаве, деформированном сжатием, за исключением субструктуры, подобной нанокристаллической. Проведено сопоставление количественных характеристик субструктур различных типов, наблюдаемых в сплаве после удара и статических испытаний. Особый интерес представляют фрагментированные (блочные) субструктуры, начало формирования которых в условиях сжатия совпадает с резким усилением локализации деформации. Следует отметить, что в сплаве, деформированном растяжением, подобные субструктуры не наблюдались, причем именно в условиях растяжения сплав имеет самую низкую пластичность.

УДК 539.43

ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ

Кашин О. А.¹⁾, Дударев Е. Ф.²⁾, Колобов Ю. Р.¹⁾, Гирсова Н. В.¹⁾

¹⁾ *Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск*

²⁾ *Сибирский физико-технический институт при Томском госуниверситете, г. Томск*
kolobovispms@mail.tomsknet.ru

Исследованы закономерности накопления остаточной деформации и эволюции микроструктуры при усталостном нагружении титана технической чистоты ВТ1-0 и сплава ВТ6 в состояниях поставки и после воздействия интенсивной пластической деформации методом равноканального углового прессования. Показано, что изменение микроструктуры в результате равноканального углового прессования приводит к замедлению скорости накопления остаточной деформации при циклическом нагружении. При этом предел выносливости повышается по сравнению с крупнозернистыми материалами для титана ВТ1-0 почти на 50%, для сплава ВТ6 – примерно на 20%.

На основании экспериментальных данных сделаны выводы о развитии деформационных процессов при циклическом нагружении в титане ВТ1-0 и сплаве ВТ6. На начальных стадиях циклирования в титане ВТ1-0 на фоне сформированной в процессе РКУ прессования зеренно-субзеренной структуры идет микропластическая деформация путем зарождения и движения свежих дислокаций. По-видимому, поскольку РКУ прессование сплава ВТ1-0 выполняется при температурах 620÷670 К, то при последующем охлаждении имеющиеся в материале дислокации становятся заблокированными. Наличие ультрамелкозернистой структуры снижает эффективность возникающих в процессе деформации концентраторов напряжений, что обеспечивает их релаксацию за счет дислокаций. Когда в материале на определенном этапе возникают дефекты с линейными размерами, превышающими размер элементов субмикроструктурной структуры, например, полосы локализации, то релаксация концентраторов напряжений происходит за счет образования трещины. По-видимому, сильная анизотропия свойств в ГПУ структуре титана приводит к тому, что уже первая зародившаяся трещина становится магистральной.

В сплаве ВТ6 в состоянии заводской поставки в процессе усталостного нагружения происходит образование мартенсита деформации. Наличие свободных от мартенситной структуры зерен α -фазы вблизи зоны разрушения, по-видимому, свидетельствует о том, что при распространении магистральной трещины происходит релаксация напряжений. В сплаве ВТ6, подвергнутом равноканальному угловому прессованию, измельчение микроструктуры обеспечивается формированием мартенситной фазы, причем средний размер мартенситных пластин примерно в два раза меньше по сравнению с мартенситом, образующимся в исходном сплаве при усталостном нагружении. Более дисперсная структура уменьшает эффективность возникающих в процессе деформации концентраторов напряжений, повышая тем самым усталостную прочность материала.

Таким образом, при циклическом нагружении титана ВТ1-0 и сплава ВТ6, подвергнутых равноканальному угловому прессованию, формированию магистральной трещины предшествует микропластическая деформация, обусловленная эволюцией дислокационной субструктуры. В сплаве ВТ6 развитие деформационных процессов при

циклическом нагружении сопровождается образованием мартенситной фазы, закономерности формирования которой во многом определяют усталостные свойства.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта МНТЦ № 2398, Проекта РАН №8.16. Авторы выражают признательность профессору Валиеву Р.З. за предоставленные материалы для исследований

УДК 534.014.1

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР АТОМА ПРИМЕСИ В ПОЛЕ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ КРАЕВОЙ ДИСЛОКАЦИИ

Гашевский В. А.

Университет Франциско Хосе де Кальдас, Богота, Колумбия
vgachevs@uniandes.edu.co

Аннотация

Выполнена оценка энергетических уровней атома примеси в поле упругих напряжений краевой дислокации на основе градиентной теории дислокаций в приближении двумерного гармонического осциллятора. Приведены численные результаты для атома бора в кристалле кремния.

Введение

Градиентная теория упругости устранила сингулярность упругих напряжений на линии дислокаций, существовавшую в классической континуальной теории упругости [1] и изменила представление о виде потенциала взаимодействия атома примеси с краевой дислокацией. В представляемой работе исследуется влияние упругих напряжений краевой дислокации на энергетический спектр точечного дефекта с точки зрения градиентной теории в квазиклассическом приближении двумерного гармонического осциллятора.

Постановка задачи

Рассмотрим прямолинейную краевую дислокацию, линия которой проходит через начало декартовой системы координат и совпадает с осью Z, а экстраплоскость при этом совпадает с положительной полуплоскостью YZ. Безразмерный потенциал взаимодействия краевой дислокации с атомом примеси согласно градиентной теории записывается в виде [2]

$$V = \left[-\frac{\sqrt{c}}{r} + K_1 \left(\frac{r}{\sqrt{c}} \right) \right] \sin \theta, \quad (1)$$

где $\beta = \frac{\mu b(1+\nu)\delta v}{3\pi(1-\nu)}$, μ – модуль сдвига, b – модуль вектора Бюргерса, ν – отношение Пуассона, δv – изменение объема при введении атома примеси, K_1 – модифицированная

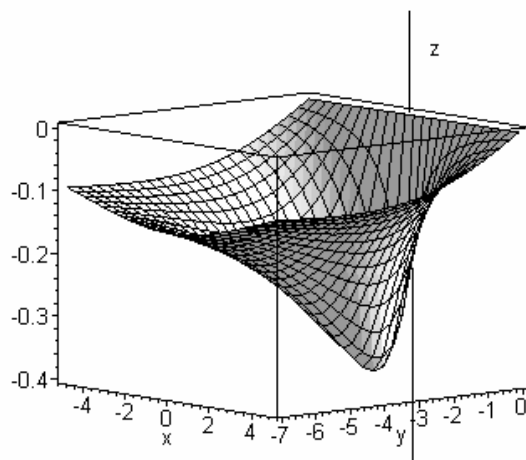


Рис. 1. Безразмерный потенциал V взаимодействия атома примеси с краевой дислокацией.

функция Бесселя второго рода, $\sqrt{c} = \frac{a}{4}$ и

a – постоянная решетки, r и θ – координаты полярной системы в плоскости XY с началом, лежащим в точке $(0,0)$ декартовой системы, упомянутой ранее.

При введении в материал атома примеси внедрения объем кристалла увеличивается и потенциал (1) соответствует притяжению атома примеси к области с положительной дилатацией. На рис. 1 отображена функция безразмерного потенциала V . Цель данной работы заключена в оценке уровней энергии атома примеси в поле упругих напряжений краевой дислокации.

Приближение гармонического осциллятора

Если атом примеси расположен непосредственно напротив эстрапловости краевой дислокации, минимум функции $V = -0.399$ находится в точке $(0, y_0^*)$, где безразмерная координата равна $y_0^* = \frac{r_0}{\sqrt{c}} - 1.11$ и r_0 – расстояние между положением равновесия атома и дислокацией.

Аппроксимируем функцию V вблизи ее минимума безразмерным потенциалом двумерного анизотропного гармонического осциллятора $\frac{1}{2}k_x^*(x^*)^2 + \frac{1}{2}k_y^*(y^* - y_0^*)^2 - 0.399$ где x^* и y^* – безразмерные пространственные координаты декартовой системы, а k_x^* и k_y^* – безразмерные «константы упругости»

Собственные частоты системы ω_x и ω_y оцениваются формулой

$$\omega_{x,y} = \sqrt{\frac{k_{x,y}}{m}}, \quad (2)$$

где m – масса атома примеси, а k_x and k_y соответствуют безразмерным константам k_x^* и k_y^* .

Стационарные состояния системы соответствуют периодическим «траекториям» волнового пакета, когда

$$\frac{\omega_x}{\omega_y} = \frac{p}{q}, \quad (3)$$

где p и q принимают целочисленные значения. В этом случае классическое движение имеет периодический характер, а волновой пакет воспроизводит фигуры Лиссажу. Уровни энергии рассчитываются по формуле

$$E_{m,n} = E_m + E_n \quad (4)$$

и

$$E_i = \left(l + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega \quad I = x, y; \quad l = m, n \quad (5)$$

Численные оценки

Энергетические уровни атома бора в кристалле кремния, несущем краевую дислокацию, оценены при следующих численных значениях параметров: для кремния модуль сдвига $\mu = 6.81 \times 10^{10}$ Па; постоянная кристаллической решетки a и модуль вектора Бюргерса b равны друг другу $a = b = 3.84 \times 10^{-10}$ м; отношение Пуассона $\nu = 0.218$; изменение объема, производимое введением атома бора в кремний $\delta v = .294 \times 10^{-28}$ м³.

Максимальное значение абсолютной величины функции V равно 0.399 и глубина потенциальной ямы оценивается значением 3.30 eV.

В предположении, что максимальная ширина потенциальной ямы соответствует параметру кристаллической решетки, аппроксимация потенциала (1) приводит к значениям «упругих» постоянных $k_x = 57.6 \text{ Nm}^{-1}$ и $k_y = 7.15 \text{ Nm}^{-1}$, при этом частоты

$$\omega_x = 0.566 \times 10^{14} \text{ s}^{-1} \quad \text{и} \quad \omega_y = 0.200 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}. \quad \frac{\omega_x}{\omega_y} \approx \frac{99}{35} \quad \text{Энергия основного состояния}$$

$E_{0,0} = E_{0x} + E_{0y} = 0.117 \text{ eV} + 0.0413 \text{ eV} = 0.158 \text{ eV}$ и состояние $E_{01} = 0.241 \text{ eV}$. Максимальное значение энергии «х-состояний» $E_{13,0} = 3.21 \text{ eV}$ и для «у-состояний» $E_{38,0} = 3.23 \text{ eV}$.

Выводы

Приведенные результаты позволяют предположить возможность излучения фотона атомом примеси в поле упругих напряжений краевой дислокации при смене квантовых состояний.

Список литературы

1. Gutkin M. Yu., Aipantis E.C. *Phys. Stat. Sol.* **214**, 245 (1999)
2. Власов Н.М., ФТТ, **43**, 1999 (2001)

УДК 539.3

ДИНАМИКА СТРУКТУРНОСТИ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ НА МЕЗОУРОВНЕ

Осташев В. В., Шевченко О. Д.

Псковский педагогический институт им. С.М.Кирова Псков, Россия

1. Общие положения

Известно, что неоднородность микропластических деформаций в поликристаллических материалах и их осциллирующий характер является общей чертой кинетики микропластических деформаций на мезоуровне. Спектральный анализ кривых микропластических деформаций позволяет дать математическое описание энергетических

состояний мезоуровня и отобразить его адекватной функциональной и геометрической структурой. Возникающая деформационная структура определяется как форма локализации процесса и как определенная корреляция в расположении мезодефектов и связей между ними. Принципиально такой подход может быть реализован только в рамках замкнутой системы определений, когда деформируемый поликристаллический материал представляется системой открытой, нелинейной динамической, многоуровневой иерархической, диссипативной самоорганизующейся, грубой, информационной [1].

Комплексная оценка поведения деформируемого поликристаллического материала под нагрузкой позволяет рассматривать пластическую деформацию как защитную реакцию его на внешнее воздействие. Каждый мезодефект в своей работе решает одну главную задачу – экономию энергии, и, прежде всего, мезодефект должен выжить в условиях стесненной релаксации – все остальные его функции возникают как побочные продукты этой деятельности, а разряд сдвиг – поворот или отдельный акт (сдвиг или поворот) можно рассматривать как финальный акт решения этой задачи. Установление связей с другими мезодефектами на одноименном уровне или по иерархическому принципу служит средством оптимальной организации таких разрядов. Решая задачу экономии энергии, совокупность мезодефектов проходит последовательные ступени самоорганизации, которые в условиях развитой пластической деформации всегда носят общий компенсационный характер.

Динамика структурности в деформируемом поликристаллическом материале проявляется в виде явлений синхронизации и стохастичности, и представляет собой две основных тенденции развития мезоструктуры – проявления устойчивости и неустойчивости. Деформируемый поликристаллический материал приводится к модели эволюционного равновесия, как некоего вида хаотической синхронизации деформационных дефектов на мезоуровне по трансляционным и ротационным модам деформации. Каждый формализованный деформационный дефект представляется в виде осциллятора с определенной амплитудно – частотной характеристикой и взаимодействием в предельных случаях от полностью некогерентного до полностью когерентного. Характеристикой когерентности является коэффициент синхронизации (КС). Одновременно КС является интегральной мерой устойчивости гармоник спектра, играющих роль внутренних степеней свободы развивающейся в процессе деформации структуры [1].

Мезодефект каждого иерархического уровня включается в работу в результате энергетических и информационных взаимодействий на предыдущем структурном уровне – при этом энергия является мерой интенсивности процесса, информация (энтропия) – мерой его упорядоченности. Одновременно когерентность сдвигов определяет процессы массопереноса, объем запасенной энергии и объем информации на структурном уровне, а интенсивность поворотов меняет скорость их движения на смежных уровнях так, что интегральный эффект парных взаимодействий «сдвиг – поворот», как релаксационный процесс, обеспечивает макроскопическую пластическую деформацию.

Известно, что, изменяя в определенной комбинации условия деформирования (жесткость нагружения, скорость деформации, рабочая длина образца, дисперсность структуры), при испытании можем получать контрастные результаты по характеристикам прочности и пластичности [2]. Для деформируемого поликристаллического материала условия деформирования определяют степень открытости его как системы и соответствующий уровень энтропии, или, по-другому – определенной степени открытости на каждом структурном уровне соответствует свой критический уровень энтропии. В структурно определенных системах информация I представляет собой сохраняющуюся величину только вместе с энтропией H . Поскольку H и I аналитически перестановочны, исчисляемы в одних единицах, информацию и энтропию можно рассматривать как единую шкалу движения точки, которая описывает динамику структурности и является мерой устойчивости структуры. Согласно классическим представлениям эн-

тропия отражает ту часть энергии, которая рассеялась, деградировала в тепловой форме и не может быть использована для совершения работы.

Изменение структурного состояния материала в процессе деформации от ε_1 до ε_2 может быть представлено как разность энтропий

$$I_0 = H(\varepsilon_1) - H(\varepsilon_2),$$

и именно в этом заключается сущность негэнтропийного принципа представления информации I_0 .

2. Экспериментальные основы

Экспериментальное изучение динамики структурности при статическом деформировании основано на исследовании полей смещения узлов делительной сетки, нанесенной непосредственно на образец. Геометрическим образом мезодефекта на нижнем структурном уровне является ячейка делительной сетки размером 10 мкм. Более грубые структурные уровни определяются набором исходных ячеек. Каждой ячейке делительной сетки ставится в соответствие мезодефект определенного структурного уровня. Геометрическим образом мезодефекта на нижнем структурном уровне является ячейка делительной сетки размером 10 мкм. Более грубые структурные уровни характеризуются набором ячеек. Поле смещений численным дифференцированием преобразуется в поле дисторсии $\beta_{ij} = \varepsilon_{ij} + \omega_{ij}$. Линейные, сдвиговые и ротационные составляющие микропластической деформации для ячейки делительной сетки размером i , определенные по ансамблю мезодефектов на длине X , описываются некоторой случайной функцией $\varepsilon_{ij}(x_i|e_j)_i$, где $i=10,20,\dots,120$ мкм, e_j - средняя деформация. Спектральный анализ всех составляющих выполнен путем расчета периодограмм для дискретных деформаций от 10 до 120 мкм. Коэффициент синхронизации относительно анализируемых иерархических уровней и переходе от одной дискретной деформации к другой определяется как отношение числа синхронизированных частот к общему количеству рассчитанных гармоник спектра. Расчет энтропии и информации проводили по методике [3].

Методом математического планирования исследовали влияние условий деформирования образцов из меди М0 на характеристики прочности и пластичности[3].

Результаты и обсуждение

Основой для анализа динамики структурности служат зависимости изменения КС по трансляционным и ротационным модам деформации для разномасштабных мезодефектов от степени и условий деформации и расчет информационных взаимодействий (рис1).

По закономерностям изменения КС деформационные дефекты можно разбить на три группы и задать иерархию структурных уровней (рис1-а1,б1):

- I – уровень внутризеренных пластических деформаций, размер дефекта 10,20 мкм;
- II – уровень межзеренных пластических деформаций, размер дефекта 40,60 мкм.;
- III – уровень взаимодействия групп зерен как целого – 80,120 мкм.

Три структурных уровня фиксируются при всех условиях испытания, кроме образцов с ультрамелкой структурой.

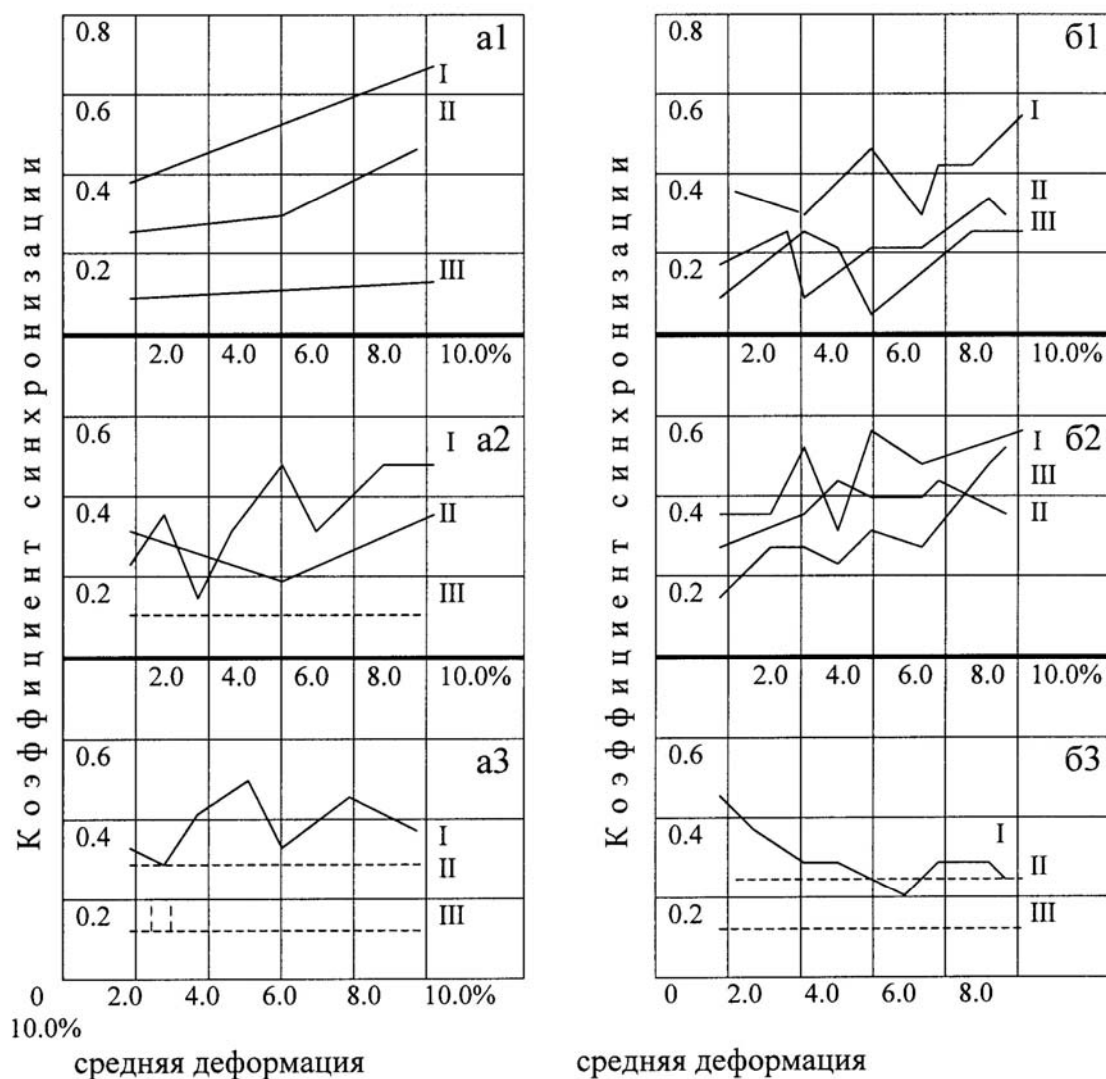


Рис1. Зависимость коэффициента синхронизации от величины средней деформации :
 – 1a1, 1a2, 1a3 – КС для линейных(ϵ), сдвиговых(γ), поворотных(ω)
 мод деформации в условиях максимальной пластичности;
 – 161, 162, 163 – КС для линейных(ϵ), сдвиговых(γ), поворотных(ω)
 мод деформаций в условиях максимальной прочности.

В основе динамики структурообразования в самом общем виде лежит конкуренция двух начал – наращивания неоднородности и диссипативного начала, стремящегося рассеять эту неоднородность. Исследование периодограмм трансляционных и ротационных мод микропластических деформаций показывает, что частотный спектр в процессе деформации меняется, и это характерно только для нелинейных систем. По аналогии с развитием сложных систем стадию увеличения числа гармоник и уменьшения КС называем дивергентной, стадию стабилизации числа гармоник и уменьшения КС – конвергентной. Эти особенности наиболее ярко проявляются на образцах с контрастными характеристиками прочности и пластичности. Для образцов испытанных в условиях максимальной пластичности характерны закономерности(рис1а):

- мезодефекты каждой последующей дискретной деформации развиваются в результате конвергентных взаимодействий по трансляционным модам определенных множеств мезодефектов предыдущей ступени;
- чем дольше сохраняется пространственно – временной характер осцилляций движений – поворотов, тем выше пластичность материала [4] ;
- развитие подсистем сдвиг – поворот характеризуется изменением КС в противофазе на нижнем структурном уровне(I) и хаотично на уровнях II и III;
- сложность системы возрастает за счет последовательного включения в работу смежных иерархических уровней и взаимодействия разномасштабных мезодефектов.

Возможно в условиях максимальной пластичности, по крайней мере в пределах исследованных дискретных деформаций, процесс синхронизации обеспечивает работу материала без включения механизма самоорганизации на третьем структурном уровне(рис1-a1). При этом между уровнями в некотором диапазоне дискретных деформаций возникают независимые посредники типа автоволновых процессов. Аналитически это выражается периодическим появлением на фазовых диаграммах предельного цикла[2].

Одновременно можно говорить о том, что коэффициент синхронизации по определению является мерой экстремального принципа, позволяющего выделить из совокупности возможных лишь те состояния, которые реализуются при данных условиях испытания, имея в виду при этом связь явления синхронизации с энергетическими и информационными (энтропийными) характеристиками структуры.

Как уже отмечалось выше, образование структуры в деформируемом поликристаллическом материале совершается по принципу экономии энтропии – если допустимо не единственное состояние системы, а целая совокупность согласных с законом сохранения энергии, то реализуется состояние, отвечающее минимальному рассеянию энергии и устойчивы будут те диссипативные структуры, которые максимально способны поглощать энергию. Совпадение начальных значений КС по всем деформационным модам и независимость от условий деформирования начального значения КС (рис 1) говорит о том, что имеются выделенные степени свободы, на которых концентрируется энергия мезоуровня, и существуют специальные, выработанные в процессе деформации степени свободы (гармоники), препятствующие диссипации.

Устойчивые состояния когерентных структур мезодефектов в состоянии синхронизации, характеризующиеся ростом КС, определяются известным принципом теории осцилляторных нейронных сетей – для n некогерентных осцилляторов со случайно или равномерно распределенным набором частот и фаз суммарная плотность поглощаемой энергии пропорциональна n , а мезодефекты в условиях полной синхронизации способны поглотить энергию пропорционально квадрату их числа [5]. Таким образом, можно говорить, что возрастание КС способствует сопротивлению развитию деформации и повышению ресурса пластичности (рис 1,а).

С информационной точки зрения формирование структуры на мезоуровне представляет собой последовательный процесс уменьшения неопределенности а синхронизация мезодефектов это по существу накопление информации – увеличение числа элементов , обладающих заданным признаком. В терминах теории информации КС на данном структурном уровне можно определить как индивидуальный символичный код, составленный с помощью символьного алфавита, длина которого $L(n)$, функционально связана с числом рассматриваемых мезодефектов или гармоник спектра.

В табл. 1 приведен расчет энтропии в условных энтропийных единицах для трансляционных () и поворотных () мод по четырем средним дискретным деформациям от 3,9 до 10,3 % на трех структурных уровнях I, II, III для образца, испытанного в условиях максимальной пластичности. Модель показывает, что развитие иерархической структуры способствует снижению общей энтропии по уровням, в то время как динамика взаимодействия мезодефектов одного уровня меняется в зависимости от условий испытания.

Таблица 1

уровень	ε				ω				γ			
	С р е д н я я д е ф о р м а ц и я в %											
	3,9	6,3	8,4	10,3	3,9	6,3	8,4	10,3	3,9	6,3	8,4	10,3
I	7,957	7,002	6,371	6,021	6,125	7,159	7,67	6,44	6,88	6,41	6,05	6,22
II	6,342	5,025	4,125	3,975	6,75	6,91	6,05	5,81	6,32	6,76	6,05	5,91
III	3,923	4,647	3,710	3,252	6,74	6,72	6,12	7,14	6,99	6,71	6,51	6,85

Рассчитанные значения энтропии хорошо коррелируют с изменением коэффициента синхронизации, что определяется содержанием внутренней энтропийной метрики в КС, как меры упорядоченности структуры. Рассматривая совместно изменения КС и энтропии (негэнтропии), можно полагать, что пластичность материала определяется процессами, в которых увеличение количества информации опережает рост числа элементов синхронизации или длину символьного алфавита $L(n)$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (грант Е 02 - 4.0 – 160).

Список литературы

1. Осташев В.В., Шевченко О.Д. Формализация моделей деформируемого поликристаллического материала в терминах мезомеханики. // ЖТФ 2002. т.72. в.4, 41-45.
2. Осташев В.В., Шевченко О.Д. Самоорганизация и устойчивость диссипативных структур в деформируемых поликристаллах. Материалы I Международного семинара «Фракталы и прикладная синергетика», Москва 1999, 96.
3. Яглом А.М., Яглом И.М. Вероятность и информация. М. Наука. 1973.
4. Панин В.Е. Физическая мезомеханика, компьютерное конструирование материалов. Новосибирск. Наука. 1995.
5. Касти Дж. Большие системы, связность, сложность, катастрофы. М. Мир. 1982.

УДК 669.056.9:629.118.6

ПОЛУЧЕНИЕ, СТРУКТУРА И СВОЙСТВА КОМПОЗИТНЫХ ПОКРЫТИЙ СИСТЕМЫ «X20AG20 - TiCN»

Гальченко Н.К., Дампилов Б.В., Белюк С.И.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, 634021, Россия

Современные тенденции в материаловедении конструкционных материалов связаны с созданием упрочняющих и защитных покрытий на основе новых композиционных материалов, способных многократно повышать эксплуатационные характеристики и ресурс работы изделий и конструкций, и использованием перспективных технологий их нанесения, таких как технология электронно-лучевой наплавки в вакууме (ЭЛН).

Актуальной задачей является разработка новых композиционных покрытий с высоким уровнем механических и триботехнических свойств на деталях, эксплуатируемых в условиях интенсивного износа, к числу которых относятся рабочие части землеройной техники, прокатное оборудование в металлургии и многие другие детали.

К факторам, наиболее влияющим на качество и свойства наплавляемых электронно-лучевым методом покрытий, можно отнести химический состав материала, влияющий на температурный интервал кристаллизации и структурно-фазовые превращения при нагреве и охлаждении, а также механические свойства материала, определяющие способность выдерживать рабочие механические нагрузки.

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния режимов электронно-лучевой наплавки на химический состав композиционных покрытий в системе X20AG20 - TiCN и содержания упрочняющей фазы на их механические и триботехнические свойства.

Материалы и методы исследований. В качестве наплавочного материала использовали композиционные порошки на основе металлической связки Fe-Cr-Mn-N, рассчитанной на состав X20AG20 (Cr-20%мас., Mn-20%мас., N-0.75%, Fe-ост.) с карбонитридами титана. Введение азота в шихту осуществляли присадками азотсодержащих ферросплавов (ФХ600А). Содержание азота рассчитывали с учетом предельной его растворимости (N=0,75% вес.) при содержании в шихте Mn=20%вес. и Cr=20% вес. Карбонитрид титана эквимольного состава $TiC_{0.5}N_{0.5}$ получали методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза в открытом реакторе. Покрытия наносили методом электронно-лучевой наплавки в вакууме на стальные подложки (Ст.3) в 6 проходов. Толщина ЭЛН-покрытий составляла ~2 мм.

Испытания на одноосное растяжение проводили на машине ИМАШ-2078 с автоматической записью кривых растяжения. Размер сечения рабочей части образца - 4×2 мм, толщина покрытия - 0,5 мм. Твердость наплавленных покрытий определяли на приборе ТР5006 по шкале С в соответствии с ГОСТ 20017-74 (твердость по Роквеллу). Для аттестации наплавленных покрытий была исследована абразивная износостойкость при воздействии на покрытие нежесткозакрепленными абразивными частицами (ГОСТ 23.208-79). В качестве абразивного материала использовали кварцевый песок зернистостью 160-350 мкм. Абразивную износостойкость материала определяли по соотношению потери массы эталона (сталь 45) к потере массы образца с покрытием с учетом плотности материалов. Триботехнические свойства образцов с покрытиями исследовали в паре трения (контртело - ШХ15) в условиях граничной смазки (индустриальное масло И-72) по схеме «вал – две плоские колодки». Испытания проводили на машине трения 2070 СМТ – 1 на образцах размером 20×10×5 мм с покрытиями толщиной ~2 мм

(скорость скольжения 0,5 м/с, удельная нагрузка 588 Н). Структуру и состав покрытий исследовали методами металлографического, рентгенофазового, электронно-микроскопического анализа.

Результаты эксперимента и их обсуждение. Результаты исследования показали, что в процессе ЭЛН из образующейся ванны расплава, представляющей собой многокомпонентную систему, происходит избирательное испарение легирующих элементов, приводящее к изменению химического состава покрытия. Эксперимент показал, что качественные покрытия формируются при токе луча не ниже $I=15 \cdot 10^3$ Вт/см². Увеличение плотности мощности луча с $15 \cdot 10^3$ Вт/см² до $21 \cdot 10^3$ Вт/см² приводит к повышению температуры в локальной зоне взаимодействия луча с расплавом, к более интенсивному его перемешиванию с материалом подложки и к снижению концентрации хрома и марганца в покрытиях (табл. 1). Таким образом, оптимальным режимом наплавки покрытий матричного состава, при котором происходит минимальное снижение легирующих элементов в покрытии относительно исходного состава, является наплавка при $I=15 \cdot 10^3$ Вт/см².

Исследование изменения химического состава по глубине покрытий в зависимости от величины тока луча методом микрорентгеноспектрального анализа показало плавное изменение химического состава в сторону повышения содержания хрома и марганца от границы раздела с подложкой к их поверхности (рис.1). Полученные результаты МРСА хорошо согласуются с данными химического анализа стружки покрытий после наплавки.

Наплавка композиционных покрытий, содержащих карбонитриды титана, требует более высоких значений плотности мощности электронного луча. Данное обстоятельство обусловлено тем, что частицы карбонитридов титана, являясь тугоплавкими соединениями ($T_{пл} \sim 3100^\circ\text{C}$), попадая в жидкую ванну расплава, повышают его вязкость, ускоряют процесс кристаллизации и повышают в целом теплоемкость всей системы, что требует дополнительного увеличения мощности луча. Микрорентгеноспектральный анализ показал, что в процессе наплавки в составе связки покрытия X20AG20-TiCN происходит некоторое уменьшение содержания хрома и марганца относительно расчетного (табл.2). Изменение матричного состава композиционного покрытия может быть связано с разбавлением наплавочного материала материалом подложки (железом), с избирательным испарением в процессе наплавки легирующих элементов связки, а также с их частичным взаимодействием с первичными карбонитридами титана.

Наличие карбонитридов титана $\text{TiC}_{0,5}\text{N}_{0,5}$ в азотсодержащей хромомарганцевой матрице X20AG20 определяет механические и триботехнические свойства композиционных покрытий. Металлографический анализ наплавленных покрытий показывает, что при введении карбонитридов титана в связку X20AG20 формируются неоднородные структуры фрагменты которых состоят из множества частиц (темные участки) твердой фазы различной формы (рис.2б, в). Согласно МРСА и РФА, после наплавки в структуре покрытий кроме исходных карбонитридов титана $\text{TiC}_{0,5}\text{N}_{0,5}$, присутствует незначительное количество частиц твердой фазы, представляющих собой соединения $\text{TiC}_{0,35}\text{N}_{0,55}$ и сложные фазы $(\text{Fe-Ti-Cr-Mn})\text{C}_x\text{N}_y$ (табл.3), образовавшиеся в результате частичного распада нестехиометрических карбонитридов и взаимодействия их с компонентами наплавочного материала.

Измерение твердости поверхности покрытий после электронно-лучевой наплавки показало, что с ростом содержания упрочняющей фазы в композите X20AG20 увеличивается их твердость (рис.3). Следует отметить, что при наплавке композиционных порошков, содержащих свыше 40% $\text{TiC}_{0,5}\text{N}_{0,5}$, формируются некачественные покрытия (раковины, поры, непроплавленные участки) с пониженными механическими характеристиками.

Таблица 1. Влияние плотности мощности луча на химический состав покрытий матричного состава X20AG20.

Плотность мощности луча, Вт/см ²	Cr, % вес.	Mn, % вес.	N, % вес.	Fe, % вес.
15×10^3	$12.15 \pm 0,1$	$10.26 \pm 0,1$	$0.23 \pm 0,01$	Fe _{ост}
18×10^3	$8.50 \pm 0,1$	$4,20 \pm 0,1$	$0,11 \pm 0,01$	Fe _{ост}
21×10^3	$6,20 \pm 0,1$	$3.50 \pm 0,1$	$0,07 \pm 0,01$	Fe _{ост}
Исходный состав порошка	20,00	20,00	$0,50 \pm 0,01$	Fe _{ост}

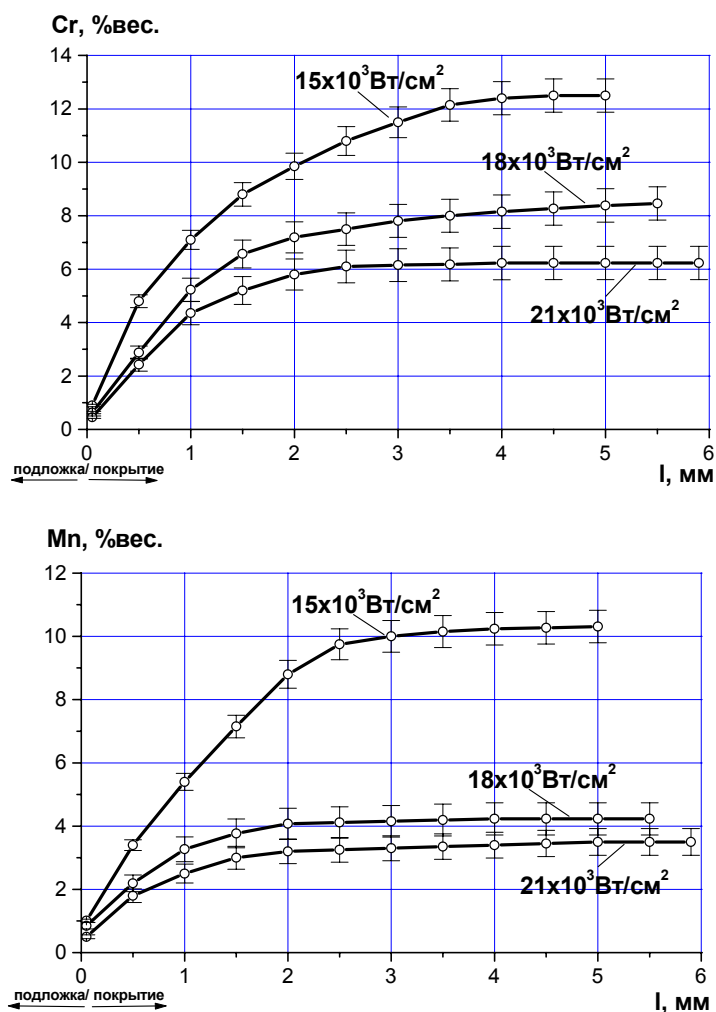


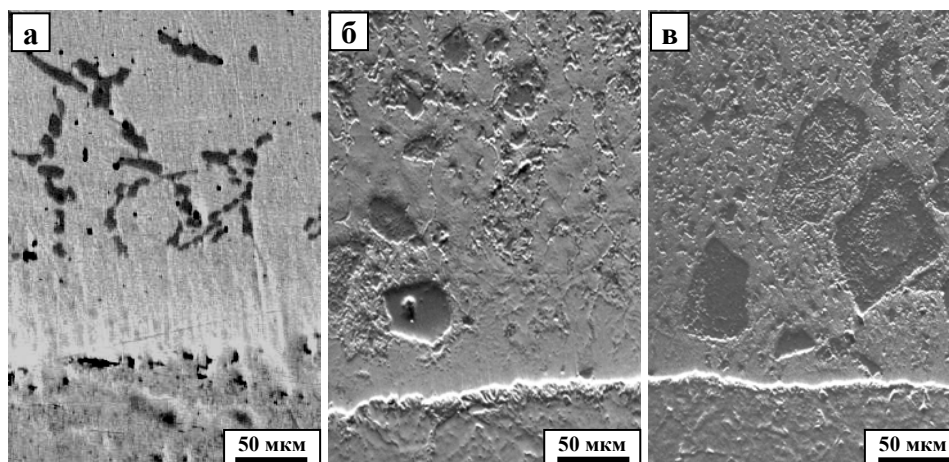
Рис. 1. Распределение хрома и марганца от границы раздела с подложкой к поверхности покрытий X20AG20, наплавленных при разных значениях плотности мощности луча.

Таблица 2. Химический состав материала связки в покрытиях.

Расчетный состав покрытия	Содержание элементов в покрытии, % вес.		
	Cr	Mn	Fe
X20AG20+20%вес. TiCN	7.65÷9.48	2.76÷3.41	ост.
X20AG20+40%вес. TiCN	7.88÷8.03	1.77÷2.44	ост.

Таблица 3. Содержание металлов в сложных соединениях $(\text{Fe-Ti-Cr-Mn})\text{C}_x\text{N}_y$, присутствующих в покрытиях.

соединение	Ti, % вес.	Fe, % вес.	Cr, % вес.	Mn, % вес.
1	97,44	0,856	0,142	0,02
2	94,867	2,213	1,013	0,03
3	94,032	2,510	2,071	0,09
4	88,397	7,478	2,888	0,201
5	87,882	9,193	1,195	0,305
6	79,362	17,634	1,810	0,476
7	60,321	34,537	3,268	0,957
8	59,695	32,095	4,648	2,960

**Рис.2.** Микроструктура покрытий вблизи границы раздела с подложкой:
а – X20AG20; б – X20AG20+ 20%TiC_{0.5}N_{0.5}; в – X20AG20+ 40%TiC_{0.5}N_{0.5};

Испытания на абразивную износостойкость показали, что введение упрочняющей фазы значительно влияет на механизм изнашивания покрытий, существенно повышая их твердость и абразивную износостойкость (рис.3). Исследования изношенных поверхностей методом РЭМ показали, что абразивные частицы воздействуют, в основном, на матрицу, и в процессе износа доля поверхности, занятой твердой фазой, увеличивается, и формируется стационарный рельеф из выступающих карбонитридных частиц, затрудняющих контакт абразивных частиц с матричным материалом, повышая износостойкость покрытия в целом. Максимальную износостойкость имеют покрытия, содержащие 40%вес. TiC_{0.5}N_{0.5}.

Улучшение триботехнических характеристик также связано с повышением содержания карбонитридной фазы в связке X20AG20. Так, повышение доли TiC_{0.5}N_{0.5} до 40%вес. приводит к существенному снижению коэффициента трения и интенсивности изнашивания покрытий (рис.3). Видимо, присутствие частиц карбонитрида титана в покрытиях снижает адгезионное и деформационное взаимодействия на пятнах фактического контакта.

Испытания на растяжение показали, что с увеличением объемной доли упрочняющей фазы материал покрытия эффективнее сопротивляется пластической деформации, о чем свидетельствует рост $\sigma_{0.2}$ и θ , определяемого по tg угла наклона кривой растяжения к оси деформации на участке, соответствующем 0.2 – 0.5 % остаточной деформации. Вместе с тем, увеличение содержания карбонитридной фазы от 20 до

40%вес. несколько снижает σ_B от 190 до 183 МПа (вследствие снижения пластичности композита при увеличении в нем концентрации карбонитридной фазы) (рис.4).

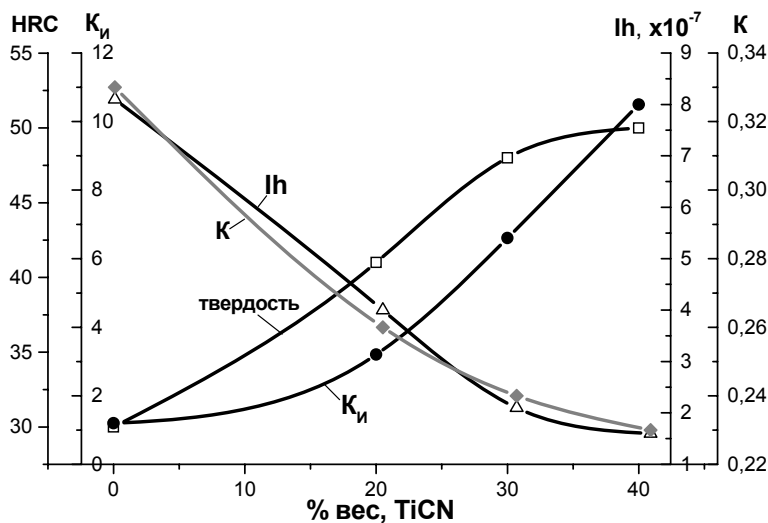


Рис.3. Зависимость твердости (HRC), коэффициента относительной абразивной износостойкости ($K_{и}$), интенсивности изнашивания (Ih) и коэффициента трения (K) от содержания карбонитридов титана в покрытии X20AG20.

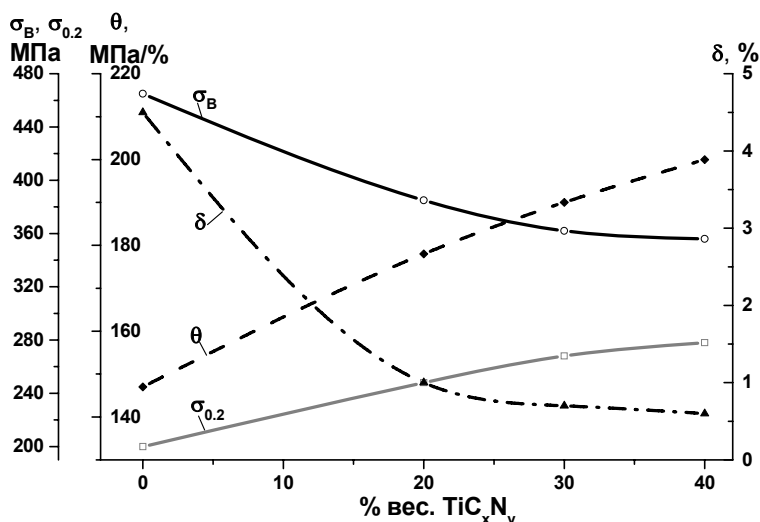


Рис.4. Зависимость предела прочности (σ_B), предела текучести ($\sigma_{0,2}$), пластичности (δ) и коэффициента деформационного упрочнения (θ) от содержания карбонитридов титана в покрытии X20AG20.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие основные выводы:

1. Плотность мощности электронного луча в процессе электронно-лучевой наплавки в вакууме оказывает значительное влияние на химический состав материала матрицы X20AG20. С увеличением плотности мощности луча возрастают потери компонентов смеси относительно исходного содержания в связи с испарением из ванны расплава легирующих элементов с высокой упругостью пара.
2. С ростом содержания карбонитридов титана от 0 до 40%вес. в композиционных покрытиях повышается их твердость (от 30 до 50 HRC) и абразивная износостойкость, $K_{и}$ (от 1,2 до 10,5).
3. При растяжении образцов с покрытиями с увеличением содержания карбонитридов титана (от 0 до 40% вес.) происходит увеличение предела текучести, $\sigma_{0,2}$ (с 210 до 280 МПа) и коэффициента деформационного упрочнения, θ (с 145 до 200 МПа/%). Предел прочности (σ_B) снижается с 470 до 370 МПа, пластичность (δ) - с 4,5 до 0,5 %.
4. По результатам триботехнических испытаний покрытий по схеме «вал - две плоские колодки» в условиях граничной смазки установлено, что с увеличением содержания карбонитридов титана (до 40% вес.) снижаются коэффициенты трения и интенсивности изнашивания покрытий.

УДК 539.2

О КОНКУРЕНЦИИ ПРОЦЕССОВ СУБЛИМАЦИИ И ЛОКАЛЬНОГО ПЛАВЛЕНИЯ В КИНЕТИКЕ РОСТА УСТАЛОСТНЫХ ТРЕЩИН

Васильев Л. С.

Удмуртский государственный университет, г.Ижевск, Россия,lvas@uni.udm.ru

ВВЕДЕНИЕ

Одна из основных трудностей современной теории прочности твердых тел состоит в пока еще недостаточно ясном понимании механизмов распространения трещин [1]. Лишь в незначительном числе частных случаев, в которых достаточно ограничиться некоторыми грубыми оценками, эта проблема может быть удовлетворительно рассмотрена с помощью феноменологических моделей, предложенных Гриффитсом, Орованом и др. (см. например, [1]).

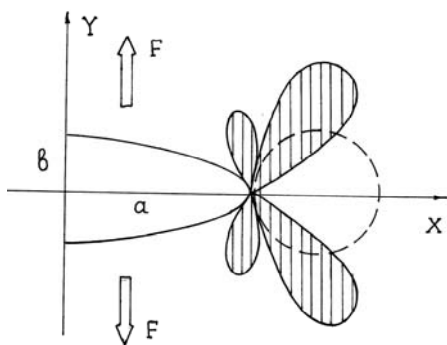


Рис.1. Схема зон напряжения в вершине трещины отрыва под растягивающей нагрузкой F . Штриховкой показана зона пластической деформации, пунктиром — зона высокого гидростатического растяжения/

Причина такого состояния теории подробно рассмотрена в монографии [1]. Суть ее в том, что зона пластической деформации вблизи острия трещины имеет обычно вид четырехлепестковой розетки, расположенной симметрично по обе стороны от линии распространения x (рис.1). На самой же линии распространения сдвиговые напряжения отсутствуют, а вместе с ними отсутствует и пластическая деформация материала. Но в этом случае становится непонятно, как же тогда расходятся берега трещины при ее распространении. По этому поводу существует несколько предположений, но все они носят частный характер [1].

Нерешенность проблемы распространения обычных трещин в значительной степени сказывается на теории усталостных трещин.

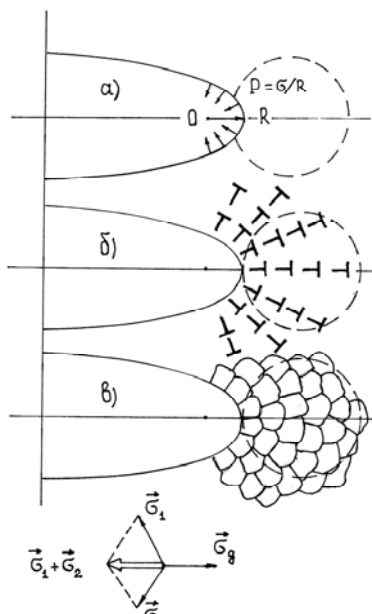
Здесь эта проблема во много раз усложняется необходимостью описания параметров специфического рельефа, образующегося на поверхности усталостного излома, и причин структурных изменений, приводящих к частичной аморфизации материала вблизи острия усталостной трещины [2-4].

Цель этой работы — показать, что значительная часть трудностей теории распространения обычных и усталостных трещин может быть снята в рамках новой развивающейся теории, в которой процессы разрушения рассматриваются как следствие структурно-фазовых превращений на множестве агрегатных состояний материала [5,6]. В частности, если процесс распространения усталостной трещины трактовать как периодическое развитие очага локального плавления перед острием трещины, то становится возможным достаточно просто объяснить наблюдаемые на эксперименте особенности усталостного разрушения материалов.

МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

1. Стабилизация формы трещины отрыва в фазе разгрузки

При периодических изменениях внешней нагрузки усталостная трещина может развиваться только в том случае, если в фазе разгрузки форма ее профиля каким – либо образом стабилизируется. Если поверхность трещины вблизи ее острия совершенно свободна, то при разгрузке на нее будут действовать силы поверхностного натяжения (рис 2, а):



$$p_{\sigma} = \frac{\sigma_0}{R} \quad (1)$$

Здесь p_{σ} – капиллярное давление на кривой поверхности, R – радиус кривизны, σ_0 – свободная энергия поверхности.

Для сталей $\sigma_0 = 2 \text{ Дж/м}^2$. Поэтому при $R < 10^{-8} \text{ м}$ величина $p_{\sigma} \approx 2 \cdot 10^8 \approx \sigma_T$ (σ_T – предел текучести материала). В этих условиях вблизи острия трещины начнется пластическое деформирование, в результате которого трещина затупится, а вокруг острия появятся субграницы из дислокационных стенок (рис.2, б), фиксирующие его конечную форму. Стабилизировать форму острия трещины могут и выходы на ее поверхность межзеренных границ поликристаллической структуры (рис.2, в). Во всех таких случаях размер поликристаллитов или зубзерен можно оценить по формуле

$$d \approx R \left(1 - 2 \arccos \frac{\sigma}{2\sigma_0} \right), \quad (2)$$

где σ – свободная энергия межзеренной (или субзеренной) границы.

Для межзеренных границ в сталях и железе $\sigma \approx 0.8 \text{ Дж/м}^2$, отсюда и из формулы (2) находим, что трещины с $R = (10^{-7} \div 10^{-8}) \text{ м}$ могут быть застabilизированы наноструктурой с $d \approx (4 \div 40) \text{ нм}$, а стабилизация трещин с $R \leq 10^{-9} \text{ м}$ может быть осу-

ществлена только аморфной фазой, расположенной вокруг острия трещины.

2. Развитие усталостной трещины в фазе нагружения

Для определенности рассмотрим эллиптическую трещину с полуосями $a/b = 10^2$ (рис.1), неограниченную в направлении z , перпендикулярном плоскости рисунка. Положив $a \approx 10^{-4} \text{ м}$ найдем, что радиус кривизны в вершине трещины $R \approx 10^{-8} \text{ м}$, а $b \approx 10^{-6} \text{ м}$. Предположим, что внешнее одноосное растягивающее напряжение направлено вдоль оси y и меняется по закону

$$\tau = \tau_0 \sin \omega t, \quad (3)$$

где $\omega = 2\pi/T$, T – период колебаний, $\tau_0 \leq \sigma_T$ (σ_T – предел текучести материала).

Поле напряжений для такой трещины найдено в работе [7]. Распределение гидростатических растягивающих нагрузок вблизи острия трещины изображено на рис.3.

В работах [5-6] показано, что при сильном гидростатическом растяжении изменяются условия существования фаз внутри материала. Происходит значительное смещение в метастабильную область диаграммы фазовых состояний системы, где при температурах ниже температуры плавления становится возможным существование жидких фаз растягиваемого твердого вещества. В таких условиях в материале флуктуационным образом могут возникать зародыши локального плавления и сублимации, дающие начало развитию пор и микротрещин. При достаточно высоких растягивающих давлениях плавление металлов может происходить при сколь угодно низких температурах, вплоть до абсолютного нуля температур. На рис.4 изображена кривая равновесия твердая фаза-расплав p_1T_3 , далеко уходящая при $T \rightarrow 0^\circ \text{K}$ в область отрицательных давлений.

Кривые p_2T_4 и p_3T^* являются спинодалями жидкой и твердой фаз по отношению к испарению. Ниже этих кривых конденсированная фаза существовать не может и вынужденно превращается в пар.

Для железа и сталей точка p_1 обычно соответствует давлению $p \approx 0.8 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ (рис.4). При температурах порядка $(200 \div 300)^\circ \text{C}$ плавление протекает в области $p \approx -(2 \div 4) \cdot 10^9 \text{ Па}$.

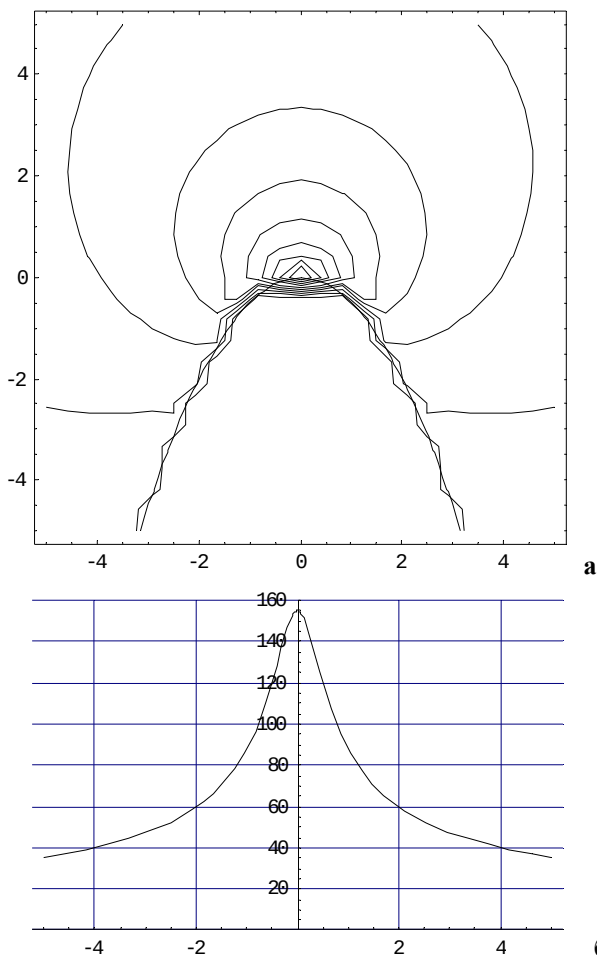


Рис. 3. Распределение гидростатической растягивающей нагрузки вблизи острия трещины; а – линии постоянного значения p/σ , p – давление, σ – внешняя нагрузка; б – значение p/σ вдоль линии, перпендикулярной оси трещины и касающейся ее острия. По горизонтальной оси отложено y/R , R – радиус кривизны острия трещины.

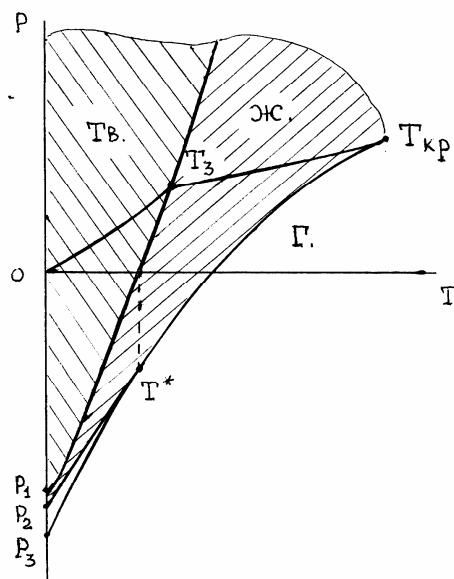


Рис.4. Диаграмма состояний конденсированной среды. $Tв.$, $Ж$ и $Г$ – области существования твердой, жидкой и газообразной фаз соответственно. $p_2T^*T_{кр}$ – спинодаль жидкой фазы, p_3T^* – спинодаль твердой фазы, p_1T_3 – линия плавления.

Возможны различные пути развития трещин, изображенных на рис.2, *а-в*. Удобнее всего начать рассмотрение с трещины, острие которой застabilизировано нано- или аморфной структурой (рис.2, *в*). В этом случае необходимо исследовать несколько вариантов процесса разрушения, связанных с развитием процессов плавления в зависимости от размеров кристаллической структуры.

При достаточно крупных нанокристаллитах на их границах могут зарождаться очаги плавления при $-p \geq 10$ ГПа [5,6]. Для этого необходимы значения $\tau_0 \approx \sigma_T$. Такой вариант может быть осуществлен лишь в том случае, когда подавлены практически все каналы релаксации внутренних напряжений. Это может соответствовать области низких температур и наличию многочисленных стопоров для дислокаций. В таком варианте возможна реальная конкуренция процессов плавления и испарения материала вблизи острия трещины, т.к. столь высокие растягивающие нагрузки соответствуют точке p_2 на диаграмме состояний конденсированной среды (рис.4). Процесс продвижения трещины вперед будет складываться из предварительного проплавления металла на острие трещины и последующего испарения расплава в объем трещины. В зависимости от соотношения скоростей плавления и испарения структура агрегатного состояния материала в очаге разрушения может быть различной (от жидкой фазы до паро-жидкостной смеси). Условно такой режим продвижения трещины назовем парожидкостным режимом. Можно предположить, что он характерен для любого хрупкого разрушения.

Когда активность источников релаксации напряжений не подавлена, крупнокристаллическая структура не успевает расплавиться, т.к. из-за высокой концентрации напряжений в острие трещины начнется пластическое деформирование, радиус закругления острия увеличится, и концентрация напряжений упадет. Тогда распределение напряжений вблизи острия трещины уже не будет соответствовать картине, изображенной на рис.3., т.к. показанные на ней напряжения рассчитывались в линейной теории упругости [7]. При возможности пластической релаксации напряжений их следует рассчитывать в рамках теории пластичности.

Подобные проблемы, однако, не встречаются в мелких нанокристаллических и аморфных металлических структурах. Здесь массовое плавление может начинаться в четверных (и более) стыках зерен при значительно меньших растягивающих нагрузках, соответствующих $p \approx 1.5$ ГПа. Поскольку предел текучести материала с такой структурой порядка $(2 \div 3)$ ГПа, пластическая релаксация напряжений не будет мешать развитию процессов локального плавления. Жидкая фаза начнет быстро продвигаться по межзеренным границам впереди острия трещины, как это изображено на рис.5.

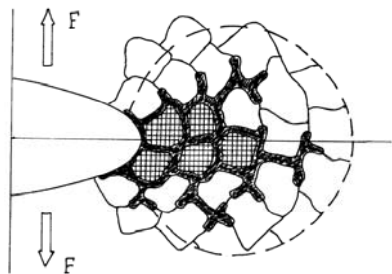


Рис.5. Процесс развития зоны предразрушения усталостной трещины. Пунктиром показана зона предразрушения, тонкими линиями в ней – межзеренные границы, закрашенными областями – оплавленные межзеренные границы, штриховкой – расплавленные зерна.

Скорость продвижения слоя жидкой фазы по межзеренным границам может быть оценена по формуле

$$v_g = \frac{\pi^2 a^2 (p_l - p) D}{12 k T \sigma} \left(\sigma_g + \frac{d\gamma}{2} (p^2 - p_l^2) \right), \quad (4)$$

где a – параметр решетки, σ и σ_g – поверхностное натяжение на границе жидкой фазы и межзеренных границах, γ – сжимаемость твердой фазы, D – коэффициент зернограниц-

ной самодиффузии, d – размер зерна, p – внешнее давление, p_l – давление в жидкой фазе, k – постоянная Больцмана.

Толщина расплавленного слоя определяется формулой

$$H = \frac{2\sigma}{p_l - p}. \quad (5)$$

При $T \approx 800^\circ\text{C}$, $\sigma \approx 0.2 \text{ Дж/м}^2$, $\sigma_g \approx 0.8 \text{ Дж/м}^2$, $\gamma \approx 10^{-11} \text{ Па}^{-1}$ и $p \approx -10 \text{ ГПа}$ получим $v_g \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ м/с}$. При $T \approx 300^\circ\text{C}$ и таких же значениях остальных параметров $v_g \approx 6 \cdot 10^{-8} \text{ м/с}$. Отсюда видно, что скорость зернограничного проплавления является резко возрастающей функцией температуры. Толщина расплавленного слоя в обоих случаях близка к $(3 \div 4)a$.

Если размер зерна $d \approx (1 \div 2) \text{ нм}$ (или аморфная фаза), то процесс плавления в зоне предразрушения заканчивается полным проплавлением границ. При больших размерах зерен после оплавления границ фронт расплава движется вглубь зерна (рис.5) со средней скоростью, даваемой выражением:

$$v_g = \frac{12\pi a^2}{19kT} D \frac{\sigma}{R_g}, \quad (6)$$

где R_g – средний радиус зерна. При $T \approx 200^\circ\text{C}$ и $R_g \approx 10^{-8} \text{ м}$, $v_g \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ м/с}$.

В итоге, при продолжительности фазы нагрузки до $(10 \div 100) \text{ с}$ в зоне предразрушения трещины с радиусом кривизны острия $R \approx 10^{-8} \text{ м}$ может быть расплавлена область с размерами, близкими к $10R$ (рис.6,а). Дальнейшее развитие этой области может протекать двумя способами.

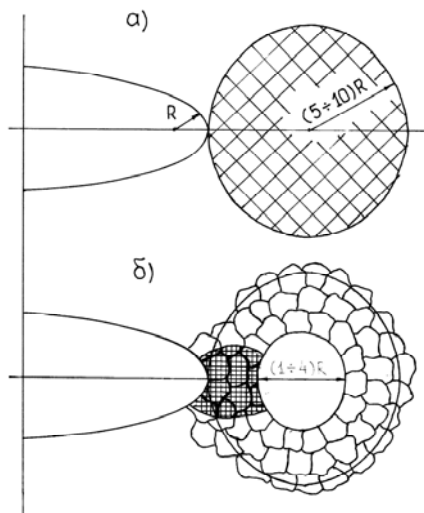


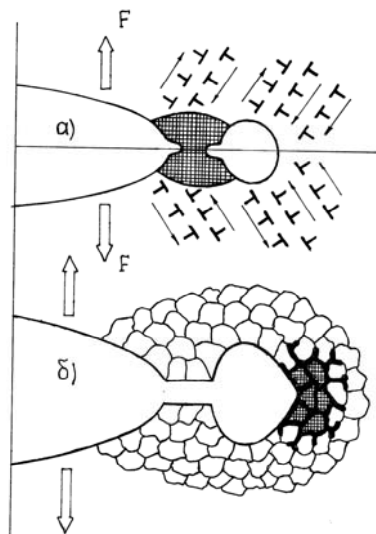
Рис.6. Основные этапы формирования поры перед вершиной трещины; а – конечная стадия формирования зоны расплава (показана штриховкой), б – кристаллизация зоны расплава в фазе разгрузки и формирование усадочной поры. Тонкими линиями на месте зоны расплава обозначена аморфная фаза (или наноструктура); штриховкой показана зона расплава в следующей фазе нагрузки.

Если процессы пластической релаксации будут подавлены нанокристаллической или аморфной структурой, при снятии нагрузки расплав всегда будет кристаллизоваться от периферийных областей в направлении центра. Тогда в центре области расплава образуется усадочная пора в форме трубки, параллельной краю острия трещины (рис.6,б). Размеры поры зависят от величины объемного эффекта при плавлении металла. Для железа и сталей $\Delta V/V \approx 0.05$. Отсюда следует, что при радиусе зоны плавления порядка $(5 \div 10)R$ радиус усадочной поры будет лежать в пределах $(0.6 \div 2.3) R$.

Когда процесс плавления границ охватит всю кристаллическую структуру, она не сможет сдерживать релаксационные процессы пластического деформирования. В этом случае при относительных сдвигах нанокристаллитов возможно зарождение нанопор в стыках между зернами. Рост нанопоры приведет к падению растягивающего давления и быстрой кристаллизации расплава еще до начала снятия нагрузки. Отсюда следует, что усадочная пора может появиться и в стадии нагрузки.

Для стабилизации острия трещины и формы поры в фазе разгрузки появится новая поликристалли-

ческая (или аморфная) структура. В следующей фазе нагрузки процесс плавления быстрее всего пройдет в твердой перемычке между острием трещины и порой. При полном проплавлении перемычки жидкая фаза под нагрузкой будет растекаться, образуя сужение (рис.7,а).



Пластическое деформирование материала по краям острия трещины и вокруг поры приведет к разрыву жидкой фазы и образованию коридора, соединяющего острие трещины с порой (рис.7,б). Поскольку в нашем случае между порой и острием среднее давление в жидкой фазе $p \approx 4 \cdot 10^8$ Па, то первичная ширина коридора определится по формуле:

$$h \approx \frac{2\sigma}{|p|}. \quad (7)$$

Подставив сюда соответствующие числовые данные, получим $h \approx 10^{-9} \text{ м} \approx 4a$. В дальнейшем этот коридор может быть расширен за счет соответствующей пластической деформации вокруг острия трещины и поры (рис.7б).

Возможно и другое развитие процесса разрушения в фазе повторной нагрузки. При слишком малой толщине перемычки концентрация напряжений на ней может оказаться очень высокой. Если растягивающее давление на перемычке станет близким к точке p_2 (рис.4), начнется развитие парожидкостного режима разрушения перемычки, и материал на месте коридора будет непосредственно сублимирован в объем трещины.

В результате протекания рассмотренных процессов острие трещины продвинется на расстояние, сравнимое с радиусом зоны плавления, и также как и в начале процесса, окажется окруженным нанокристаллической или аморфной структурой.

Это позволяет утверждать, что следующий шаг продвижения усталостной трещины также может быть осуществлен по описанному выше сценарию.

ВЫВОДЫ

Процесс распространения трещины полностью определяется балансом скоростей сублимации, локального плавления и пластического деформирования вещества в вершине трещины. При периодических растягивающих нагрузках трещина будет распространяться рывками, оставляя усталостные бороздки на поверхности изломов. Предлагаемая модель позволяет объяснить многие особенности усталостного разрушения на атомно-молекулярном уровне.

Список литературы

1. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. М.: Металлургия, 1984. 280 с.
2. Синергетика и усталостное разрушение металлов/ под ред. В.С. Ивановой. М.: Наука, 1989. 246 с.
3. Иванова В.С., Терентьев В.Ф. Природа усталостной прочности. М.: Металлургия, 1975. 454с.

4. Горицкий В.М., Терентьев В.Ф. Структура и усталостное разрушение металлов. М.: Металлургия, 1980. 208 с.
5. Васильев Л.С. Фазовые равновесия и проблема разрушения твердых тел // Современные проблемы прочности: Сб. науч. тр., Великий Новгород: НГУ, 2000. Т.1. С. 263-268.
6. Васильев Л.С. Кинетические особенности зарождения пор и микротрещин в голове плоского скопления краевых дислокаций // Вестник Тамбовского университета. Т.8. № 4. 2003. С.624-626.
7. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.2. М.: Наука, 1970. 568 с.

УДК 539.2

ФАЗОВЫЕ РАВНОВЕСИЯ И ПРОБЛЕМА ВОДОРОДНОЙ ХРУПКОСТИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Васильев Л. С.

*Удмуртский государственный университет, г.Ижевск, Россия,
lvas@uni.udm.ru*

Введение

Проблема зарождения пор и микротрещин в металлах и сплавах при растворении в них водорода давно привлекает внимание исследователей [1,2]. В настоящее время для объяснения причин охрупчивающего влияния водорода привлекают различные эффекты, связанные с особенностями поведения водорода в металлах. В основном к ним относятся: взаимодействие атомов растворенного водорода с дефектной подсистемой металла, химическое взаимодействие водорода с компонентами сталей, адсорбционные явления, процессы старения, понижение энергии атомных связей среды в присутствии водорода, особенности растворимости водорода в сталях и сплавах, хемосорбцию водорода на внутренних поверхностях и т.п. [1].

Каждый из перечисленных факторов по-своему играет существенную роль в водородном охрупчивании, но только взятые в совокупности они могли бы объяснить сложную картину этого явления. Однако в настоящее время не существует последовательной теории, объединяющей все эти эффекты в единое целое и укладывающую водородную хрупкость в общую схему разрушения обычных металлов и сплавов. В данной работе предлагается один из возможных вариантов решения этой проблемы.

В работах [3-5] показано, что процесс разрушения твердых тел можно рассматривать как процесс структурно-фазовых превращений на множестве агрегатных состояний среды. В частности, формирование и развитие микротрещин может быть представлено как последовательное осуществление процессов локального плавления материала вблизи концентраторов растягивающих напряжений, зарождения и развития кавитационных нанопор в жидкой фазе при пластическом деформировании, образования и роста цепочек нанопор вдоль дислокационных линий при кристаллизации жидкой фазы, процессов сублимации, приводящих к объединению цепочек нанопор в микротрещину и дальнейшего развития микротрещины в макротрещину.

Описанный процесс универсален для любых металлов, но имеет свои особенности в присутствии растворенного в металле водорода. Оказывается, что водород может оказывать влияние на каждом из перечисленных этапов зарождения микротрещины, значительно облегчая их осуществление и увеличивая скорость их развития.

Механизм локального плавления в водородсодержащей среде

Обычно в отсутствии водорода в металлах к моменту исчерпания запаса пластичности устанавливается самый высокий уровень упрочнения материала, равный пределу прочности σ_B . Для сталей это составляет $(5 \div 15) \cdot 10^8$ Па. Одновременно с этим в материале возникает большое количество заstopоренных коротких скоплений, состоящих из $(10 \div 30)$ дислокаций. Стопорами могут служить выделения сторонних фаз, границы и субграницы поликристаллов и т.п. [6,7]. В качестве примера для анализа может быть выбрано плоское скопление из 20-и краевых дислокаций, заstopоренное выделением инородной фазы (см. рис.1, а).

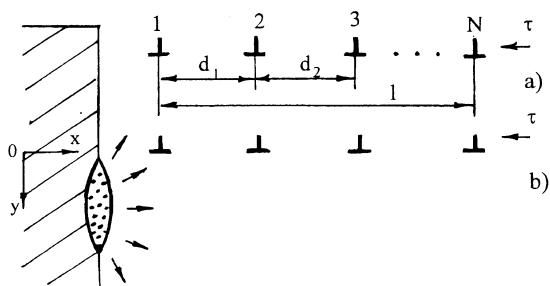


Рис.1. Плоское заторможенное скопление краевых дислокаций. а, б – до и после начала локального плавления.

При запирающем сдвиговом напряжении $\sigma_B \approx 5 \cdot 10^8$ Па длина скопления $l \approx 4 \cdot 10^{-7}$ м, максимальное давление на поверхности выделения под скоплением около $p \approx -1.5 \cdot 10^{10}$ Па, среднее давление на расстояниях $(0 \div 10^{-8})$ м порядка $-1.0 \cdot 10^{10}$ Па. Таким образом, скопление создает высокую растягивающую нагрузку на поверхности выделения, лежащей непосредственно под скоплением. В работах [3-5] показано, что при сильном гидростатическом растяжении изменяются условия существования фаз внутри материала. Происходит значительное смещение в неравновесную область диаграммы фазовых состоя-

ний системы, где при температурах ниже температуры плавления становится возможным существование жидких фаз растягиваемого твердого вещества (рис.2). В этих условиях в материале флуктуационным образом могут возникать зародыши локального плавления и сублимации, дающие начало развитию пор и микротрещин (рис.1,б).

Обозначим твердую фазу основного материала и препятствия индексами β и δ соответственно, а жидкую или паровую фазу зародыша индексом α . Тогда число зародышей α -фазы, возникающих в единицу времени на границе между β и δ - фазами можно оценить по формуле

$$J \approx \frac{n_p kT}{h} \exp \left(\frac{U_\beta + W_{\alpha\beta}}{kT} \right), \quad (1)$$

где h и k – постоянные Планка и Больцмана, n_β – плотность числа частиц β -фазы, $W_{\alpha\beta}$ – работа по созданию зародыша, U_β – энергия активации диффузии вакансий в β - фазе, T – абсолютная температура.

Величина $W_{\alpha\beta}$, форма и размер критического зародыша α -фазы существенно зависят от величины давления в β - фазе p_β и свободных энергий на единицу поверхности на $\delta\alpha$ -, $\beta\alpha$ - и $\beta\delta$ - границах. Обозначим их $\sigma_{\delta\alpha}$, $\sigma_{\beta\alpha}$, $\sigma_{\beta\delta}$ соответственно. Оценки, проведенные в [3-5], показывают, что при $p_\beta \approx -1.0 \cdot 10^{10}$ Па вероятность образования зародыша парообразной фазы пренебрежимо мала. Такое же заключения можно сделать и в отношении образования зароды-

дыша жидкой фазы, если величина $\Delta\sigma = \sigma_{\delta\alpha} + \sigma_{\beta\alpha} - \sigma_{\beta\delta}$ существенно больше нуля. Если же $\Delta\sigma \approx 0$, или же $\Delta\sigma < 0$, образование зародыша жидкой фазы возможно. В случае $\Delta\sigma < 0$ локальное плавление β -фазы осуществляется существенно легче благодаря выигрышу в поверхностной энергии системы. При $\Delta\sigma = -0.4 \text{ Дж/м}^2$, $U = 2.4 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$, плотности дислокаций порядка 10^{15} м^{-2} , $p_\beta \approx -1.0 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ и объеме образца около 10^{-5} м^3 находим, что форма зародыша будет линзообразной с радиусом кривизны $R = 6.7 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, диаметром $L = 5.2 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, $W_{\alpha\beta} = 2.3 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ и $J = 33$. Время ожидания появления зародыша равно 0.03 с.

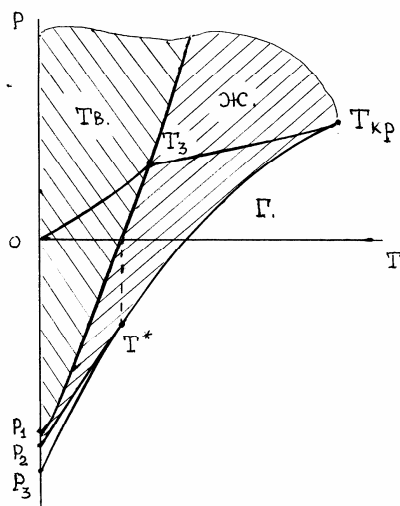


Рис.2. Диаграмма состояний конденсированной среды. Тв., Ж и Г – области существования твердой, жидкой и газообразной фаз соответственно. $p_2T^*T_{кр}$ – спинодаль жидкой фазы, p_3T^* – спинодаль твердой фазы, p_1T_3 – линия плавления.

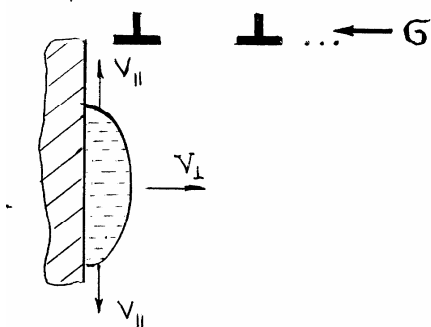


Рис.3. Анизотропия скорости роста жидкой фазы под дислокационным скоплением.

Присутствие водорода может существенно изменить условия зарождения зародыша жидкой фазы. При исходной концентрации водорода в металле равна C_0 в области локального растяжения с давлением p

$$C(p) = C_0 \frac{pV}{kT}, \quad (2)$$

где V – увеличение объема среды при введении в нее одного атома водорода. Отсюда следует, что под головной дислокацией скопления концентрация водорода при $p \approx (1 \div 3) \text{ ГПа}$ может вырасти на несколько порядков по сравнению с C_0 . При столь больших концентрациях водорода температура плавления (T_{nl}) сталей существенно падает [1,8]. Максимальное падение ΔT_{nl} возможно до 500°C [8]. Это означает, что точка T^* на диаграмме состояний (рис.2) сдвинется влево на несколько сотен градусов. Тогда уменьшится и модуль растягивающего давления, при котором начинается плавление под головной дислокацией скопления. Оценки показывают, что сдвигу $\Delta T_{nl} \approx 500^\circ\text{C}$ соответствует уменьшение модуля примерно в $(3 \div 4)$ раза, т.е. в присутствии водорода для плавления достаточно $p_\beta^{(H)} \approx -3 \cdot 10^9 \text{ Па}$ вместо $p_\beta \approx -1 \cdot 10^{10} \text{ Па}$. Таким образом, достаточно сравнительно небольшой внешней нагрузки для обеспечения локального плавления вблизи концентраторов напряжений в наводороженных сталях: $\sigma \approx \sigma_B/3$. Для сталей эта нагрузка находится вблизи упругой области, поскольку пределы текучести многих из них лежат в интервале $(2 \div 6) \cdot 10^8 \text{ Па}$.

Развитие зародыша жидкой фазы определяется кинетикой его роста в условиях растяжения. У препятствия имеется сильная анизотропия скорости роста по разным направлениям. Явные выражения для скоростей роста можно получить из кинетического уравнения для процессов фазового превращения:

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = I_{\beta,\alpha} - I_{\alpha,\beta}. \quad (3)$$

Здесь n_α – число атомов в α -фазе, $I_{\beta\alpha}$ – поток атомов из β -фазы в α -фазу, $I_{\alpha\beta}$ – обратный поток.

Для скорости роста жидкой фазы вдоль поверхности раздела $v_{||}$ и в перпендикулярном направлении $v_{\perp}$ можно получить формулы

$$v_{||} \approx \frac{\nu W_l b}{kTH} \exp\left(-\frac{U_{||}}{kT}\right) \Delta\sigma, \quad (4)$$

$$v_{\perp} \approx \frac{2\nu W_s}{3kT} b(p_c - p_\beta) \left(\frac{V_l}{V_s} - 1\right) \exp\left(-\frac{U_{\perp}}{kT}\right). \quad (5)$$

Оценка для железа дает: $v_{||} \approx 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ и $v_{\perp} \approx 3.7 \cdot 10^{-10} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Из нее видно, что образовавшийся зародыш быстро вырастает по всем направлениям вдоль поверхности раздела. Модуль давления под дислокационным скоплением падает пропорционально $(y)^{-1/2}$ (см. рис.1), поэтому рост жидкости в этом направлении быстро прекращается. Расчеты показывают, что граница жидкой фазы находится вблизи $y \approx 10^{-8} \text{ м}$ и достигается за $t \approx 10^{-3} \text{ с}$. В направлении, параллельном дислокационным линиям, рост слоя жидкости ничем не ограничен.

Присутствие водорода в значительной степени ускоряет рост жидкой фазы. Это связано с тем, что растворенный водород существенно понижает поверхностную энергию границ раздела фаз [1]. Следствием этого является понижение энергии образования вакансий в твердой фазе [7]. В результате увеличиваются коэффициенты зернограничной и объемной диффузии в материале и уменьшаются энергии активации $U_{\perp}$ и $U_{||}$.

Механизм зарождения поры в жидкой фазе в присутствии водорода

При плавлении поверхность жидкой фазы подходит близко к головной дислокации скопления. На расстоянии между ними порядка параметра решетки головная дислокация вместе

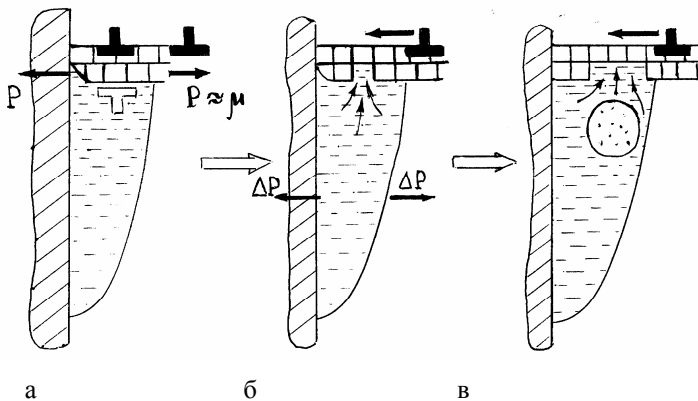


Рис.4. Спинодальный механизм зарождения поры под дислокационным скоплением. а – взаимодействие головной дислокации скопления с дислокацией изображения, б – разрыв слоя твердой фазы вблизи спинодали, в – кавитация расплава после сильного растяжения, обусловленного проваливанием в него некоторого количества дислокаций скопления.

с дислокацией изображения создает в тонком слое твердой фазы, расположенной между ними, растягивающее напряжение

$$\sigma_{xx} = \frac{\mu}{\pi(1-\nu)}. \text{ Оценка для железа}$$

и сталей дает $\sigma_{xx} \approx 4.3 \cdot 10^{10} \text{ Па}$. Это соответствует растягивающему давлению в слое $p \approx -2.9 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, которое превышает давление на спинодали твердой фазы при $T = 300 \text{ К}$. В результате произойдет разрушение слоя, и головная дислокация провалится в жидкую фазу по всей длине оплавленной области l . При этом объем расплава будет увеличен на $n = l/b$ атомных объемов. Поскольку до этого жидкая фаза уже была растянута, дополнительное увеличение объема может привести к процессу кавитации,

дающему начало для роста пузырьков пара в расплаве.

В ненаводороженной стали радиус критического зародыша пара при давлении $p_\alpha \approx 10^{10}$ Па составит $R_c \approx 4 \cdot 10^{-10}$ м $\approx 2b$, а объем $V_c \approx 32b^3$. Значит для образования и роста пузырька пара в расплаве достаточно, чтобы в жидкую фазу провалились две дислокации сегментами длиной $l_1 \approx 3.7 \cdot 10^{-9}$ м или одна дислокация сегментом длиной $l_2 \approx 7.4 \cdot 10^{-9}$ м. Оба эти события протекают за время $\tau_1 \approx 1.4 \cdot 10^{-4}$ с и $\tau_2 \approx 2.8 \cdot 10^{-4}$ с и практически равновероятны.

Процесс кавитации жидкой фазы намного облегчается в наводороженной среде. Действительно, жидкая фаза в условиях сильного растяжения под давлением $p_\beta^{(H)}$ в значительной степени насыщена водородом, понижающим свободную энергию ее поверхности с паром. Как следствие, спинодаль жидкой фазы (линия $p_2 T_{кр}$ на рис.2) будет смещена вверх пропорционально линии плавления $p_1 T_3$, и кавитация расплава произойдет при значительно меньших растягивающих нагрузках. Добавим к этому, что в пузырек должен будет выделяться молекулярный водород, который поднимет давление и сделает процесс роста пузырька необратимым.

Механизм роста пор в наводороженной твердой фазе

Особенностью роста пузырька пара в ненаводороженном расплаве является то, что на начальном этапе рост полностью определяется только скоростью плавления материала и быстрой подвода дислокаций к жидкой фазе. Проваливаясь

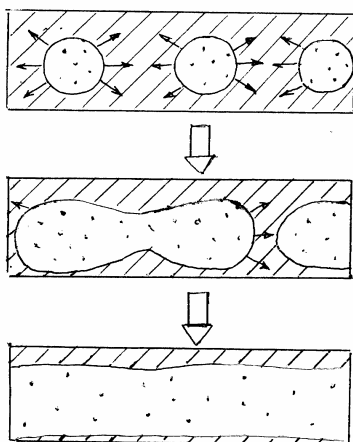


Рис.5. Этапы превращения цепочки пор под дислокационным скоплением в длинную иглообразную полость.

в расплав, дислокационные сегменты будут резко увеличивать дефицит объема, который будет преобразовываться в объем пузырька пара. Спустя $t \approx 10^{-3}$ с от начала плавления, длина проваливающихся дислокационных сегментов достигнет $l \approx 2 \cdot 10^{-8}$ м. Этого достаточно, чтобы радиус пузырька пара превысил значение $7 \cdot 10^{-10}$ м, и давление равновесия между твердой и жидкой фазами $p_c = -6 \cdot 10^9$ Па. В этих условиях расплав будет кристаллизоваться, а пузырек пара преобразуется в пору в твердой матрице. Поскольку вдоль линии головной дислокации могло зародиться несколько очагов плавления, общим результатом процесса станет цепочка малых ($R \approx 10^{-9}$ м) изолированных пор (рис.5,а).

Скорость роста пор в твердом теле без растворенного в нем водорода зависит лишь от интенсивности процессов испарения атомов вещества с поверхности поры и динамики вязкопластического течения окружающего пору материала. Действительно, кинетика процессов испарения описывается также уравнением (2). Полагая пар идеальным газом, а твердую фазу вязкоупругой, получим систему уравнений, определяющую скорость роста пор с учетом процессов сублимации

$$\frac{dR}{dt} = \left(\frac{V_s p_\alpha^{(0)}}{p_\alpha (2\pi m k T)^{1/2}} + \frac{DaR}{2kT} \right) \left(\frac{2\sigma}{R_c} - \frac{2\sigma}{R} + p_\alpha - p_\alpha^{(0)} \right), \quad (6)$$

$$\frac{dp_{\alpha}}{dt} = \left(1 - \frac{p_{\alpha}V_s}{kT}\right) \frac{3p_{\alpha}^{(0)}}{Rp_{\alpha}} \left(\frac{kT}{2\pi m}\right)^{1/2} \left(\frac{p_{\alpha}^{(0)}V_s}{p_{\alpha}(2\beta\pi mkT)^{1/2}} + \frac{DaR}{2kT}\right)^{-1} \frac{dR}{dt}. \quad (7)$$

Здесь $p_{\alpha}^{(0)}$ и p_{α} – равновесное и истинное давление в паре, R_c и R – радиусы критического зародыша и поры в произвольный момент времени, m – масса атома вещества, σ – поверхностное натяжение, R_c – критический размер поры, V_s – атомный объем в твердой фазе.

При очень большой вязкости среды решение уравнений (5), (6) даст простую формулу для давления пара в поре

$$p_{\alpha} = \frac{kT}{v_s} \left[1 - \left(\frac{R_c}{R}\right)^3 \left(1 - \frac{p_0V_s}{kT}\right) \right]. \quad (8)$$

Для ненаводороженного железа при $T \leq 500$ К, $p_0 \leq 10^7$ Па, $R_c \leq 10^{-9}$ м и $R \approx 1.2R_c$ оказывается, что $p_{\alpha} \approx 0.5 \cdot 10^9$ Па. В общем случае систему уравнений (6), (7) можно решить только численно. На рис.6 показаны некоторые результаты вычислений, полученные для разных температур и внешних растягивающих давлений p_{ex} . Из них можно сделать вывод, что процессы сублимации играют определяющую роль в кинетике порообразования.

Практически на любом этапе роста пор внутреннее давление пара в полости весьма значительно. Исключение представляет только случай роста очень больших пор при температурах близких к предплавильным, когда давлением пара в поре действительно можно было бы пренебречь.

Присутствие водорода в значительной степени ускоряет кинетику роста пористости в твердой фазе. Определяющими здесь являются сразу несколько факторов:

1. При кристаллизации расплава весь накопленный в жидкой фазе водород должен будет выделиться в пору. Поскольку растворимость водорода в жидкой фазе в несколько раз превышает его растворимость в твердой фазе, количество водорода в начальный момент роста поры будет значительно. В соответствии с этим сразу же после кристаллизации расплава давление в поре резко вырастет. Для значений $\Delta T_{nt} \approx 500^{\circ}\text{C}$ внутреннее давление водорода в порах будет порядка $p_H^{(0)} \approx (1 \div 3)10^9$ Па. Эта величина должна быть введена в уравнения (6), (7):

$$p_{\alpha} = p_{\alpha,g} + p_H, \quad (9)$$

где теперь $p_{\alpha,g}$ – давление пара в поре, а p_H – давление водорода в поре.

При этом система уравнений (6), (7) должна быть дополнена уравнениями диффузии водорода в поре и уравнением, связывающим давление p_H с радиусом поры R . В результате изменятся графики, изображенные на рис.6. Кривая p/p_{ex} для наводороженной среды будет выходить уже не из нуля, а из точки $p_H^{(0)}/p_{ex}$, а скорость роста кривой $\delta R/R$ будет на порядок больше.

2. В присутствии водорода уменьшается поверхностное натяжение на границе поры. Связанное с ним капиллярное давление, сжимающее пору, также уменьшится. В результате начальная стадия роста поры (в области малых радиусов и больших капиллярных давлений) будет существенно облегчена.

3. Значительное увеличение числа равновесных вакансий в наводороженном металле резко повышает коэффициент диффузии D в уравнениях (5), (6). Это приведет к еще более быстрому росту пор.

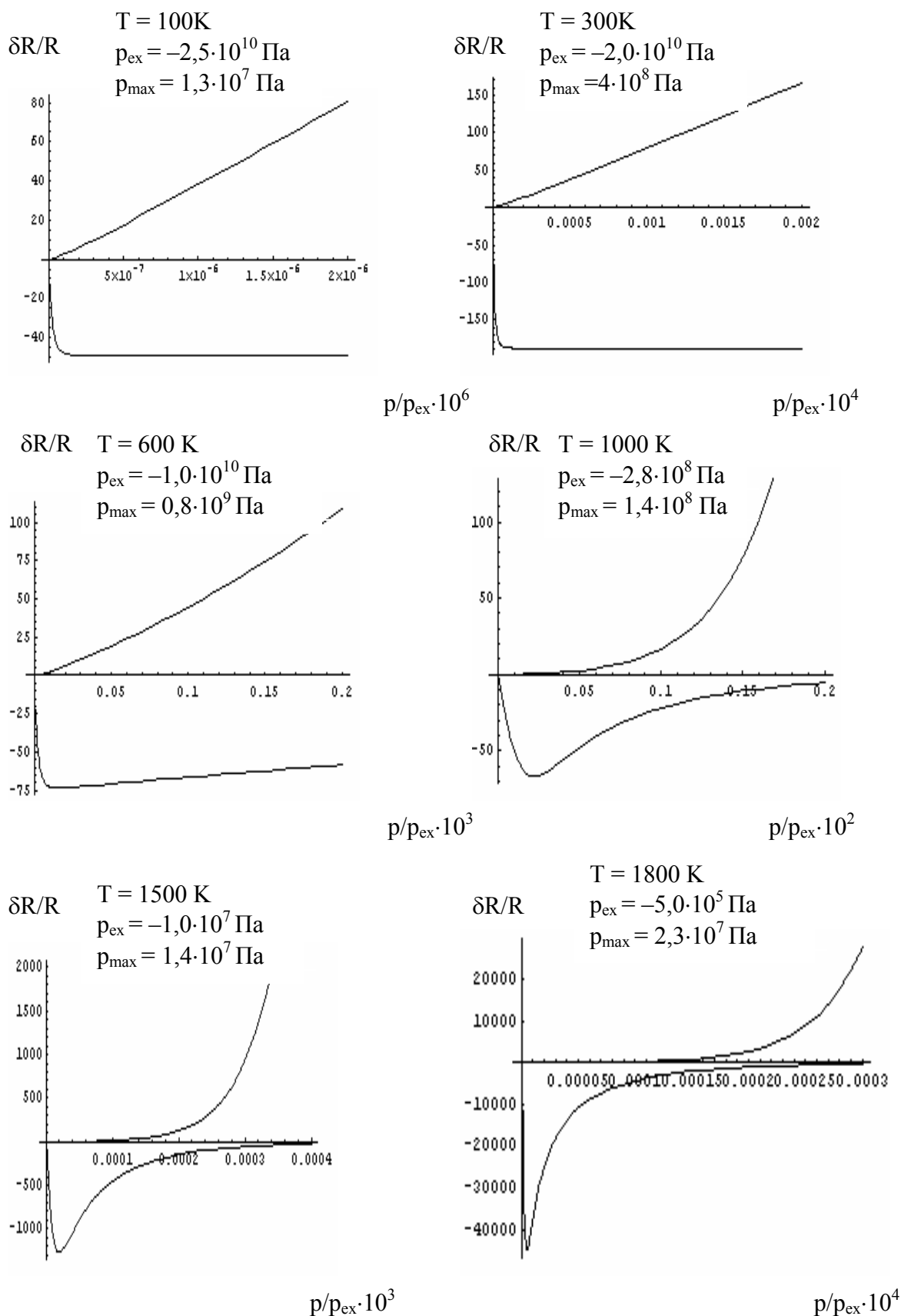


Рис. 6. Изменение давления пара p в растущих порах при различных температурах T и внешних давлениях p_{ex} . На всех графиках горизонтальной осью является ось времени t , измеряемого в секундах. $\delta R = R(t) - R_c$.

Механизм зарождения и роста микротрещины в наводороженной среде

Результатом роста пор в цепочке (рис.5, а) будет процесс их слияния с образованием длинной иглообразной полости под застопоренным дислокационным скоплением параллельной дислокационным линиям (рис.5, в). Такая форма полости обусловлена тем, что поры в цепочке не могут расти вверх из-за того, что на линии дислокаций растягивающее давление равно нулю; вниз от скопления рост пор будет значительно замедлен, т.к. в этом направлении растягивающее давление быстро падает с удалением от скопления. Единственным направлением, в котором может быть обеспечен быстрый рост пор, остается лишь направление параллельное дислокационным линиям, т.к. в этом случае высокий уровень растягивающей нагрузки остается практически постоянным. Один из промежуточных этапов этого процесса показан на рис.5, б.

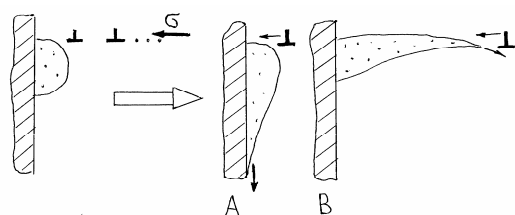


Рис. 7. Варианты образования микротрещин из иглообразной полости при исчезновении дислокационного скопления

После образования длинной иглообразной полости становится возможным процесс массового схода дислокаций застопоренного скопления в полость под действием сдвигового запирающего напряжения (рис.7). Он может привести к двум возможным вариантам образования и развития микротрещин, показанным на рис.7а и 7в, которые отличаются тем, что микротрещина может начать развиваться в направлении, параллельном границе стопора, или в перпендикулярном направлении. Возможность подобных вариантов развития микротрещин рассматривалась, например, в работе [6] и др. В общем случае, выбор того или иного варианта существенно зависит от значения

работы, затрачиваемой на производство новых поверхностей раздела и на пластическое деформирование материала.

В наводороженной среде эта работа может быть значительно снижена за счет уменьшения свободной энергии образования поверхности трещины. Этому способствуют высокие растягивающие нагрузки вблизи острия трещины, которые приводят к повышенной концентрации водорода у острия. Повышенное содержание водорода в значительной степени уменьшает энергию связи атомов в металле, следовательно, облегчается процесс роста трещины за счет плавления и испарения материала на ее острие. В этом случае уменьшается роль пластической деформации при разрушении и трещина может начать распространение в области упругих деформаций.

Выводы

1. В работе предложен возможный вариант теории водородного охрупчивания сталей и сплавов, качественно хорошо согласующийся с имеющимися экспериментальными данными. Показано, что водородное охрупчивание хорошо укладывается в общую кинетическую схему разрушения обычных металлов и сплавов. Отмечены особенности этого явления, приводящие к существенному ускорению процессов разрушения и расширению границ их реализации в области малых нагрузок.

2. Основным явлением, определяющим устойчивость металлов к водородному охрупчиванию, следует считать возникновение областей локального плавления твердой фазы вблизи концентраторов растягивающих напряжений. Водородной хрупкости металлы подвержены тем сильнее, чем значительнее у них понижение температуры плавления в присутствии водорода.

3. Появление насыщенной водородом жидкой фазы в областях сильного растяжения материалов обеспечивает возможность легкого зарождения нанопор и быстрое их развитие из-за сильного водородного пересыщения твердого раствора при кристаллизации расплава.

4. Кинетика роста пор и микротрещин обеспечивается диффузией атомарного водорода в пору, аномально ускоренной самодиффузией основного материала в условиях повышенного содержания вакансий при наводороживании, процессами внутренней сублимации, облегченными в присутствии водорода и сверхвысоким давлением молекулярного водорода, выделяющегося в пору при кристаллизации расплава.

5. Водородное охрупчивание может происходить упругой области. В общем случае для зарождения пор в присутствии водорода достаточно лишь незначительной пластической деформации.

6. Водородное охрупчивание должно исчезать в области низких температур из-за замораживания процессов диффузии, и в области высоких температур из-за усиления релаксационных процессов, инициируемых повышенным содержанием вакансий в водородсодержащих материалах.

Работа поддержана грантами РФФИ № 04-01-96020 и № 04-03-96023

Список литературы

1. Шаповалов В.И. Влияние водорода на структуру и свойства железоуглеродистых сплавов. М.:Металлургия, 1982. 232 с.
2. Гольдшмидт Х.Дж. Сплавы внедрения. Т.1. М.:Мир, 1971. 463 с.
3. Васильев Л.С./ В сбор. науч. тр. «Современные проблемы прочности», Великий Новгород: НГУ, 2000. Т.1. С.258-262.
4. Васильев Л.С. /В трудах.36 Межд.сем."Актуальные проблемы прочности", Витебск, 2000. Ч.1. С.192-196.
5. Васильев Л.С.// Вестник Тамбовского ун-та. Серия: Естеств.и техн. науки, 2003,Т.8. Вып.4. С.624-626.
6. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. М.:Металлургия, 1984.-280 с.
7. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1965. 450 с.
8. Fukai Y., Mori K., Shinomiya H.//J.Alloys and Compounds, 2003. Vol.348. PP.105-109.
9. Смирнов А.А. Теория сплавов внедрения. М.:Наука,1979.-365 с.

УДК 539.2

ОСОБЕННОСТИ ЗАТУХАНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В НАВОДОРОЖЕННЫХ МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ

Бурнышев И. Н.*, Васильев Л. С., Лыс В. Ф.*

Удмуртский государственный университет, г.Ижевск, Россия, lvas@uni.udm.ru

** Институт прикладной механики УрО РАН, г. Ижевск, Россия*

Введение

Анализ условий распространения механических колебаний в наводороженных металлах и сплавах является актуальной задачей физики конденсированного состояния. В первую очередь, это связано с необходимостью диагностирования явлений водородного охрупчивания железоуглеродистых сплавов методами неразрушающего контроля с применением звуковых и ультразвуковых колебаний. Условия распространения механи-

ческих колебаний в наводороженных твердых телах имеют некоторые особенности, сближающие, в определенном смысле, твердые тела с жидкими средами. Действительно, находясь в твердом растворе, атомарный водород является высоко подвижной примесью. Например, в интервале температур $T = (300 \div 500) \text{ К}$ коэффициент диффузии водорода в железе $D \approx (10^{-11} \div 10^{-9}) \text{ м}^2/\text{с}$ [1]. Время ожидания диффузионного скачка из междоузлия решетки равно

$$\tau \approx \frac{a^2}{D}, \quad (1)$$

где a – параметр решетки основного металла (для железа $a \approx 2.3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$).

Оценки показывают, что в указанном интервале температур $\tau \approx (10^{-8} \div 10^{-10}) \text{ с}$. Это означает, что при механических колебаниях с частотами $\nu < (10^8 \div 10^{10}) \text{ Гц}$ атомы водорода смогут совершить несколько прыжков по междоузлиям за один период колебаний. Очевидно, что в силу необратимости диффузионных движений вынуждающая их механическая волна будет затухать как в вязкой среде.

Хорошо известно, что вязкие среды (в частности, жидкости) не пропускают через себя сдвиговые волны определенной части низкочастотного диапазона. Следовательно, можно ожидать, что наводороженные среды также будут интенсивно подавлять в себе некоторую часть низкочастотного спектра акустических колебаний решетки.

Разумеется, может существовать несколько каналов водородного демпфирования механических колебаний. В частности, некоторые из них могут быть связаны с прямыми или опосредованными ограничениями водородом подвижности уже имеющихся в решетке различного рода дефектов кристаллического строения. Возможны и существенные изменения в самой дефектной подсистеме наводороженного металла. Оценка всех этих эффектов в одной работе невозможна. Каждый из них заслуживает отдельного рассмотрения. Тем не менее, отметим, что в низкочастотной области определяющими демпфирования, по-видимому, являются индивидуальные свойства растворенного в металле подвижного атомарного водорода. Здесь же, по нашему мнению, следует ожидать наиболее существенных изменений в акустическом спектре решетки наводороженного металла.

Целью настоящей работы является последовательное теоретическое рассмотрение эффектов затухания механических волн в наводороженных металлах и сплавах в низкочастотной области спектра.

Модельные представления

Рассмотрим сплошную твердотельную среду, в которой растворен атомарный водород в неупорядоченном состоянии. Плотность среды

$$\rho = \rho_0 + \rho_H, \quad (2)$$

где ρ_0 и ρ_H – плотности масс основного металла и растворенного водорода соответственно.

Уравнение движения среды запишем в виде

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \text{div} \sigma. \quad (3)$$

Здесь

$$\vec{v} = \frac{\rho_0 \vec{v}_0 + \rho_H \vec{v}_H}{\rho} - \quad (4)$$

локальная скорость движения среды, $\vec{v}_0$ и $\vec{v}_H$ – векторы скорости движения атомов решетки и водорода соответственно, σ – тензор напряжений.

Среднее значение скорости движения атомов водорода по времени оседлой жизни на междоузлии

$$\langle \vec{v}_H \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \vec{v}_H dt \approx \frac{a}{\tau} \quad (5)$$

равно скорости диффузионного потока водорода по решетке под действием приложенного напряжения σ . Если среду в целом считать вязко-упругой, то скорость ее вязкого течения определится формулой

$$\rho \langle \vec{v} \rangle = \rho_H \langle \vec{v}_H \rangle, \quad (6)$$

следующей из определения (4) и свойства

$$\langle \vec{v}_0 \rangle \approx 0. \quad (7)$$

Здесь для простоты самодиффузией атомов основного металла пренебрегаем. Подставляя (6), (7) в (3), (4), получим

$$\rho \frac{\partial \vec{v}_{el}}{\partial t} + \rho \frac{\partial \langle \vec{v} \rangle}{\partial t} = \text{div} \sigma. \quad (8)$$

Здесь

$$\vec{v}_{el} = \frac{\rho_0 \vec{v}_0 + \rho_H (\vec{v}_H - \langle \vec{v}_H \rangle)}{\rho} \quad (9)$$

скорость упругого движения среды под действием приложенного напряжения σ .

Поскольку и упругое и вязкое движение среды осуществляются под действием одного и того же напряжения σ , то между ним и скоростями упругой и вязкой деформаций существуют соответствующие связи. В случае чисто сдвиговой волны их можно записать так

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = 2\mu \varepsilon_{el}, \quad (10)$$

$$\sigma = 2\eta \varepsilon_{vis}. \quad (11)$$

Здесь

$$\varepsilon_{el} = \frac{\text{grad} v_{el} + \text{grad} v_{el}^*}{2}, \quad (12)$$

$$\varepsilon_{vis} = \frac{\text{grad} \langle \vec{v} \rangle + \text{grad} \langle \vec{v} \rangle^*}{2}. \quad (13)$$

Знак * здесь и ниже означает транспонирование тензора.

Используя эти соотношения, уравнение (8) для сдвиговых волн можно привести к виду

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} + \frac{\mu}{\eta} \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\mu}{\rho} (\text{grad}(\text{div} \sigma) + \text{grad}(\text{div} \sigma)^*). \quad (14)$$

Общий вид уравнения (14) указывает на то, что в среде происходит демпфирование упругих волн, благодаря второму слагаемому в правой части. Величину

$$\tau_{rel} = \frac{2\eta}{\mu} \quad (15)$$

следует назвать временем релаксации системы по отношению к механическому возмущению [2]. Если в среде распространяется сдвиговая упругая волна

$$u_z(x, t) = u_{0z} \exp(i(\omega t - kx)), \quad (16)$$

то из уравнения (14) следует, что ее циклическая частота ω будет иметь мнимую часть

$$\omega = \omega_a + i\delta, \quad (17)$$

где

$$\delta = \frac{1}{\tau_{rel}} = \frac{\mu}{2\eta}, \quad (18)$$

а зависимость величины ω_a от волнового вектора k будет определяться формулой

$$\omega_a = \sqrt{c_{\perp}^2 k^2 - \delta^2}. \quad (19)$$

Здесь $c_{\perp}$ – скорость поперечных звуковых волн.

Из формулы (19) видно, что упругие поперечные волны с волновыми векторами

$$k_b \leq \frac{\delta}{c_{\perp}} \quad (20)$$

не могут распространяться в наводороженной среде. Таким образом, в акустическом спектре наводороженного твердого тела возникает запрещенная зона, внутри которой возбуждение упругих поперечных волн невозможно. Величина $\omega_b = k_b c_{\perp} = \delta$ является верхней границей запрещенной зоны поперечных волн в металлических растворах атомарного водорода. Появление такой зоны в низкочастотной области спектра означает качественно новое явление, которому нет аналога в твердотельной среде. Отметим, что подобные эффекты наблюдаются в жидких средах, и это сближает некоторым образом наводороженные твердые тела по своим механическим свойствам с жидкостями.

Приведем численные оценки ширины запрещенной зоны акустических колебаний. Для этого найдем величину сдвиговой вязкости η . Применяя соотношение Эйнштейна [1] к атомам водорода находим

$$\langle \vec{v}_H \rangle = \frac{D}{k_B T} F. \quad (21)$$

Здесь k_B – постоянная Больцмана, F – вынуждающая сила. Используя формулу (6), получим

$$\langle \vec{v} \rangle = c_H \frac{D}{k T} F, \quad (22)$$

где

$$c_H = \frac{\rho_H}{\rho} - \quad (23)$$

концентрация водорода по массе. Величина

$$U = c_H \frac{D}{kT} \quad (24)$$

является эффективной подвижностью атомов вязко- упругой среды в целом. Ее можно связать с вязкостью среды, в которой движутся атомы водорода, известным соотношением [3]:

$$\frac{1}{\eta} = 6\pi R_H U. \quad (25)$$

Здесь R_H – радиус атома водорода. Отсюда находим

$$\frac{1}{\eta} = 6\pi c_H R_H \frac{D}{kT}. \quad (26)$$

Используя эти результаты и диаграмму растворимости водорода в железе [4], получим, что при наводороживании в атмосфере водорода под давлением в 10^5 Па и $T \approx 300^\circ\text{K}$ $\omega_b \approx 2 \cdot 10^2$ Гц, а при том же давлении и $T \approx 500^\circ\text{K}$ $\omega_b \approx 4 \cdot 10^5$ Гц. При электролитическом наводороживании и тех же температурах концентрация водорода в металлах может возрасти на 2÷3 порядка. Это означает, что при определенных условиях даже вблизи комнатных температур величина ω_b может находиться в мегагерцевом диапазоне.

Выводы

1. В низкочастотной области акустического спектра поперечных упругих волн наводороженного металла может существовать запрещенная зона.
2. Ширина запрещенной зоны линейно зависит от концентрации и коэффициента диффузии водорода металле. Граница зоны при определенных условиях может находиться в мегагерцевом диапазоне.

Работа поддержана грантом РФФИ № 04-01-96020

Список литературы

1. Б.С. Бокштейн. Диффузия в металлах. М.: Металлургия, 1971. 247 с.
2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.
3. Я.И. Френкель. Кинетическая теория жидкости. М.-Л.:Изд-во АН СССР, 1959. 458 с.
4. О. Кубашевски. Диаграммы состояний двойных систем на основе железа. Справочник. М., Металлургия. 1985. 184 с.

УДК 539.24-26: 669.295

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ22

Константинова Т. Е., Рюмшина Т. А.

*Донецкий физико-технический институт им. А.Галкина НАН Украины,
Донецк, Украина
tatjana@konstant.fti.ac.donetsk.ua*

Работа посвящена исследованию эволюции структуры и механизмов деформации в титановом сплаве ВТ22 в зависимости от фазового состава. Установлено, что деформация сплава, находящегося в однофазном 100% β – состоянии, происходит по ротационному механизму путем образования мартенсита деформации. Деформация двухфазного $\alpha + \beta$ сплава происходит по изгибному механизму. Показано, что исходное состояние структуры существенно влияет на величину упругого модуля, что может быть причиной смены механизмов деформации.

ВВЕДЕНИЕ

Титановые сплавы, благодаря удачному сочетанию ряда свойств (прочности, жаростойкости и плотности), в настоящее время широко используются в различных областях промышленности, в частности, в космической и авиационной. Несмотря на значительное количество работ, посвященных исследованию этих сплавов, возможности повышения их свойств еще не исчерпаны, механизмы деформирования сплавов в должной мере не изучены. [1]. Осознанное управление структурой и, как следствие, механическими свойствами, возможно только при знании механизмов деформации. Настоящая работа посвящена исследованию эволюции структуры сплава ВТ22 в условиях деформирования с использованием высокого давления (ВД) и в сочетании с термической обработкой, а также выяснению механизмов деформирования сплава в зависимости от фазового состава.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Промышленный титановый сплав ВТ22 содержит в своем составе 5%Al, 5%Mo, 5%V, 1%Cr, 1%Fe. В работе для исследований отобраны два фазовых состава: однофазное 100% β –состояние (ОЦК), полученное после отжига 900 °С, (1,5 час) и закалки в воду, и двухфазное 55% α + 45% β – состояние (ГПУ + ОЦК), полученное двухступенчатым отжигом при 850 °С (1.5 час), охлаждение с печью до 750 °С, затем отжиг при 750°С (3 часа), охлаждение на воздухе. Подготовленные образцы подвергались деформированию с применением высокого давления (гидроэкструзии) до степеней деформации $\varepsilon = 50\%$. Исследовалось влияние деформации на структуру и механические свойства сплава. Контроль за состоянием структуры осуществлялся с помощью методов оптической (ОМ), электронной микроскопии (ТЭМ). Механические свойства ($\sigma_{0.2}$, σ_B , ψ , δ) определялись при растяжения стандартных образцов до разрушения со скоростью 20 mm/min.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Эволюция структуры и механизмы деформация однофазного 100% β сплава. Результаты исследования структуры сплава методом оптической микроскопии показывают, что после закалки от 900 °С в сплаве формируется равноосное крупное зерно диаметром 0.15 мм. ТЭМ выявляет полосчатый контраст в изображении β -фазы и диффузные тяжи на микродифракции от нее, вероятно, связанные с закономерным распределением легирующих элементов по типу модулированных структур [2].

При деформировании с использованием ВД в благоприятно ориентированных зернах появляются полосы скольжения (рис.1а), число которых растет с повышением степени деформации, появляются полосы деформации в новых зернах, наблюдается искривление полос у границ зерен. Исследования структуры сплава в 100% β -состоянии с помощью рентгеноструктурного анализа, проведенные в работе [3], показали, что наблюдаемые полосы скольжения представляют собой орторомбический α'' -мартенсит, ориентационно связанный с исходной β -матрицей. На ТЭМ-снимках мартенсит наблюдается в виде пластин и пакетов, имеющих, как правило, сложную внутреннюю «пакетную» структуру (рис.1б). Интересно, что мартенсит наблюдается только в диапазоне деформаций от 5 до 15 %. При возрастании деформации свыше 30% рентгенографически мартенсит уже не обнаруживается. Вероятно, при развитой пластической деформации образуется α'' -мартенсит, но затем следует быстрое обратное $\alpha'' \rightarrow \beta$ превращение, в результате которого β -зерно существенно фрагментируется [2].

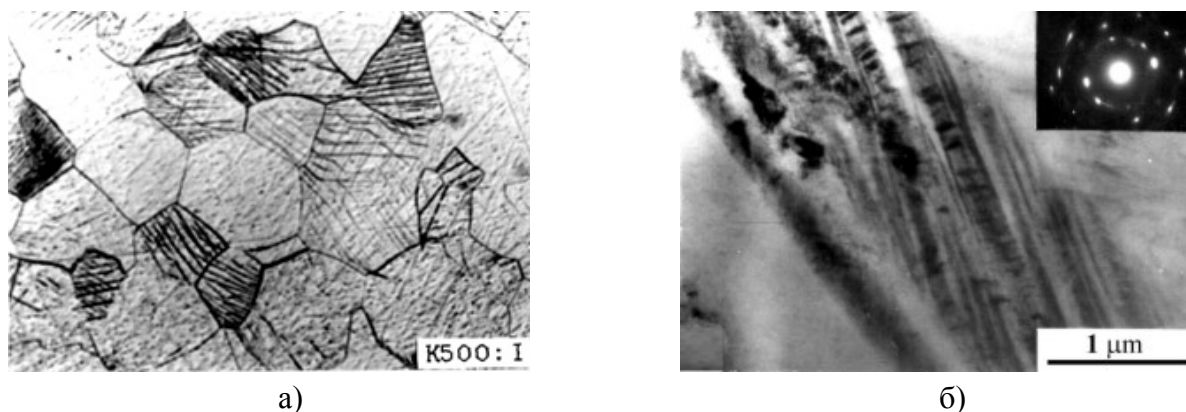


Рис. 1. Структура 100% β – сплава:
а) после ВД - деформации $\epsilon = 10\%$, (ОМ) б) $\epsilon = 30\%$, (ТЭМ)

Изменение структуры сплава после деформации ВД оказывает существенное влияние на механические характеристики сплава. Предел прочности σ_b и предел текучести $\sigma_{0.2}$ немонотонно возрастают, а сужение в шейке ψ и удлинения δ убывают (рис.2). В области деформаций 10 - 20% наблюдается плато, которое свидетельствует в пользу действия в этом диапазоне мартенситного механизма.

Полученные результаты показывают, что при деформации однофазного сплава диссипация запасенной энергии происходит в виде фазового превращения по мартенситному типу с образованием границ с *дискретно меняющейся ориентацией* в пределах исходного зерна. Согласно [4], такой механизм деформации следует считать *ротационным*.

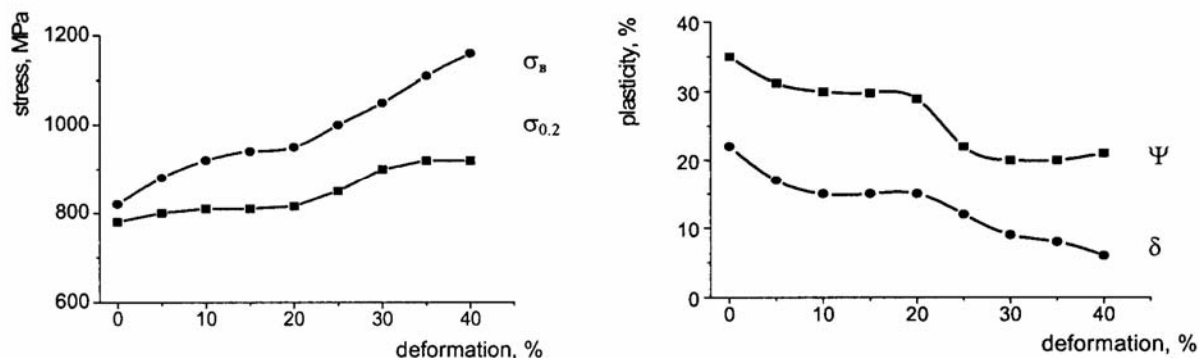


Рис.2. Влияние деформации ВД на механические характеристики 100% β -сплава.

Структура и механизмы деформации в двухфазном 45% β + 55% α –сплаве.

В двухфазном состоянии 45% β + 55% α сплав более стабилен. Первичная α –фаза представлена колониями крупных неравноосных частиц. В β –фазе наблюдается полосчатый контраст, связанный с расслоением сплава по химическому составу, т.е. с образованием в матрице двух ОЦК –твердых растворов с различным периодом решетки [2]. После деформирования ВД β –зерна вытягиваются, изменяется ориентация и размеры α –пластин, происходит фрагментация зерен (рис.3, а). При ТЭМ наблюдении обнаруживается присутствие экстинкционных контуров (рис.3, б), которые говорят о *непрерывном изменении разориентации* в пределах одного зерна [5]. Вероятно, за счет торможения трансляционного движения рождающихся в процессе деформирования дислокаций, и их скопления в группы, образуются области с высоким изгибом кристаллической решетки [6]. Таким образом, при деформировании двухфазного β + α сплава на начальных этапах происходит обычное дислокационное скольжение, а при достижении высокой плотности дислокаций ($\varepsilon \sim 30\%$) трансляционная мода сменяется на *изгибную* [7].

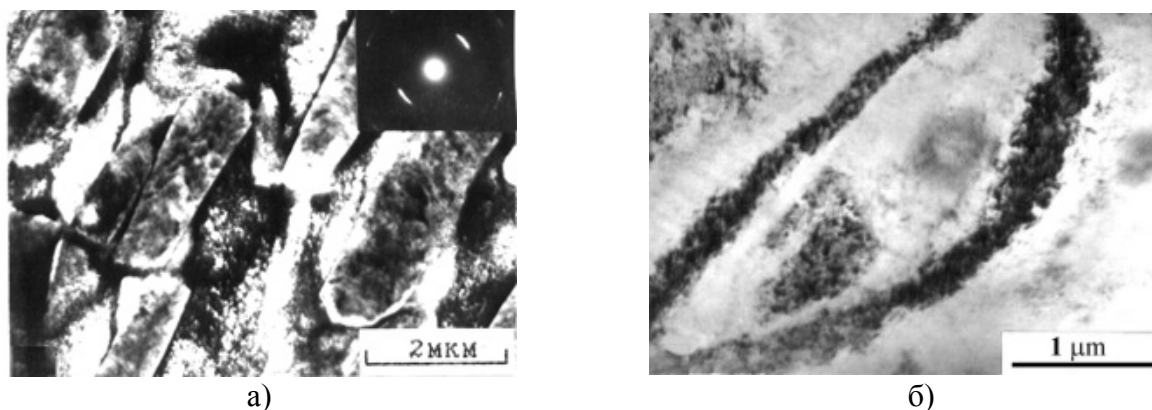


Рис.3. Структура двухфазного сплава 45% β + 55% α после деформации $\varepsilon = 30\%$ (ТЭМ) а) фрагментация зерен, б) изгибный экстинкционный контур в β – зерне.

Зависимости механических характеристик от степени деформации для двухфазного сплава показаны на рис.4. Наблюдается некоторое различие характера кривых в двухфазном сплаве по сравнению с однофазным. Отсутствует плато на кривой прочности в области небольших деформаций. Если в однофазном состоянии удлинение обеспечивается за счет однородной деформации всего образца, то в двухфазном большой вклад вносит локализация пластического течения в шейке.

Измерения модуля Юнга, проведенные в данном сплаве методом внутреннего трения, показали, что в двухфазном сплаве модуль Юнга равен 110 ГПа, в то время, как в однофазном состоянии – 68 ГПа [8]. Такое существенное понижение модуля в титановых сплавах наблюдалось также авторами работы [9], а состояние с пониженным модулем получило название «резинового» (“rubber-state”). Мы полагаем, что столь существенное изменение модуля связано с перераспределением легирующих элементов между α и β фазами, а именно, с обогащением β -фазы атомами легирующих примесей при выделении α -фазы.

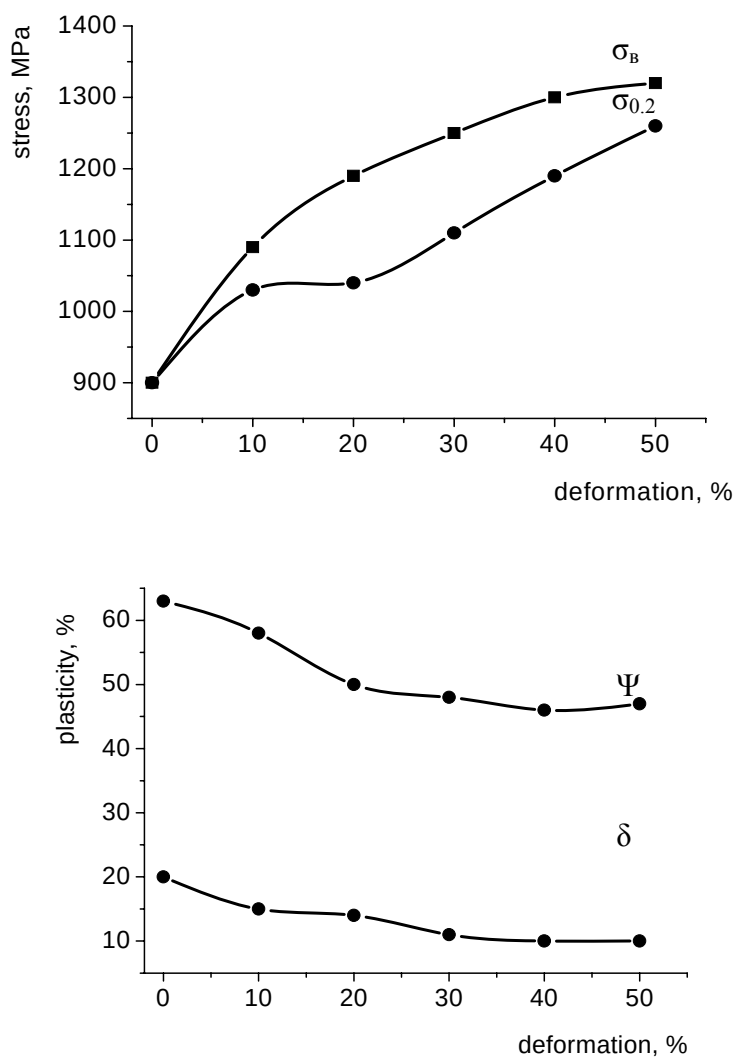


Рис. 4. Влияние деформации ВД на механические характеристики двухфазного 45% β + 55% α -сплава.

Изменение состава и тонкой структуры одно- и двухфазных состояний сплава является причиной изменения упругого модуля, и, как следствие, причиной различия в механизмах деформации. Состояние с высокой жесткостью (высокомодульное состояние) позволяет реализоваться изгибному механизму деформации. При низких значениях модуля («резинового» состояние) жесткость понижена, растет сдвиговая неустойчивость сплава, и реализуется возможность для образования мартенсита деформации (ротационного механизма).

ВЫВОДЫ

Полученные представления о механизмах пластической деформации позволили целенаправленно выбрать режим обработки и получить хорошее сочетание прочности и пластичности. Установлено, что такими условиями обработки являются ступенчатый отжиг в сочетании с промежуточной деформацией и последующим старением (см. табл).

Режимы обработки	σ_b , МПа	δ , %	Ψ , %
Стандартная обработка $\varepsilon = 0$	1270	11,0	36.0
Предлагаемый вариант 1 отжиг + ε 30% + старение	1450	9.6	29.7
Предлагаемый вариант 2 Отжиг + ε 50% + старение	1590	9.0	23.5

После формирования двухфазной структуры (двухступенчатый отжиг 850 °С, 1.5 час, охлаждение с печью + 750 °С, 3 часа, охлаждение на воздухе) и последующей деформации с применением ВД, обеспечиваются условия для реализации изгибного механизма деформации. С помощью данного механизма можно сформировать структуру с непрерывно меняющимися разориентациями и высокой плотностью дислокаций. Дальнейшее старение сплава в двухфазной области при 515°С, приводит к выделению высокодисперсных частиц α -фазы, которые хорошо упрочняют сплав и приводят к существенному повышению предела прочности сплава при сохранении пластичности.

Список литературы

1. D.B.Miracle. *NATO ARW, Metallic Materials with Structural Efficiency*, Abstracts, Kyiv-2003, p.9.
2. Т.Е.Константинова. *Мезоструктура деформированных сплавов*. Донецк, ДонФТИ НАН Украины, 1997, - 170 с.
3. Т.Е.Константинова, Г.К.Волкова, А.А.Адамец. *Особенности образования мартенсита деформации в титановом сплаве с различной степенью метастабильности β - фазы*. В кн. Доклады Всесоюзной конференции по мартенситным превращениям в твердом теле. Киев, Ин-т металлофизики АН Украины, 1992, с.394-397.
4. В.И.Владимиров, А.Е.Романов. *Дисклинации в кристаллах*. Наука, Ленинград, 1986. – 224 с.
5. Т.Е.Константинова, Н.В.Токий, В.Б.Примислер, А.А.Добриков. *Анализ экстинкционного контура от локального изгиба кристаллической решеткой с дипольной кривизной*. В кн.: Электронная микроскопия и прочность материалов. Киев, ИПМ, 1994, с.60-70.
6. Н.В. Токий, Т.Е.Константинова, В.Н. Варюхин. *Дислокационная модель центральной области локального изгиба кристаллической решетки*. Металлофизика и новейшие технологии, 1998, т.20, №11, с. 71-79.
7. Т.Е.Константинова, В.Б.Примислер, А.А.Добриков. *Изгиб кристаллической решетки как самостоятельный вид пластической деформации*. Металлофизика и новейшие технологии, 1996, т.18, № 10, с.68-78.
8. Т.Е.Константинова, Т.А.Рюмшина, И.К.Носолев, Н.П.Пилипенко. *Исследование внутреннего трения в титановом сплаве BT22*, ФТВД, 2003, т.13, N 1, с.60-66.
9. Takashi Saito, Tadahiko Furuta, Junh-Hwan Hwang. *Science*, Vol.300, 18 April 2003, p. 464.

УДК 537.226

ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СТРУКТУРУ ПИРОЭЛЕКТРИКОВ НА ОСНОВЕ LaBSiO_5 И LaBGeO_5

Константинова Т. Е., Дорошкевич А. С., Даниленко И. А., Волкова Г. К.,
Глазунова В. А., Рюмшина Т. А., Васильев М. С.

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
г. Донецк, Украина
Tatjana@konstant.fti.ac.donetsk.ua

Работа посвящена изучению влияния слабого импульсного магнитного поля на процесс кристаллизации стекол сегнетоэлектриков состава LaBSiO_5 и LaBGeO_5 . Создано лабораторное оборудование для воздействия импульсного магнитного поля на немагнитные материалы. Установлено, что магнитное поле способствует образованию направленной кристаллической структуры стилвеллитов состава LaBSiO_5 и LaBGeO_5 и интенсифицирует релаксацию закалочных напряжений.

Введение

Проблема исследования пирозлектриков в настоящее время вызывает очень большой интерес в связи с огромными потенциальными возможностями их технического использования. Известно, что пирозлектрики обладают спонтанной поляризацией при быстром изменении температуры в отсутствие электрического поля. В последнее время наиболее перспективным способом получения пирозлектриков считается стекло-керамический. Ведутся активные поиски в направлении создания новых пирозлектриков с заданными свойствами [1-3]

Проблема влияния слабого импульсного магнитного поля (ИМП) на немагнитные материалы в настоящее время еще не достаточно исследована. В научных кругах периодически дебатруется вопрос о влиянии магнитных полей на диамагнитные материалы. По данным одних исследователей это влияние, несомненно, присутствует, по данным других это воздействие отрицается [4-7].

В задачу настоящей работы входило изучение влияния импульсного магнитного поля на характер кристаллизации лантанборгерманатного и лантанборсиликатного стекла с образованием стилвеллита – LaBGeO_5 и LaBSiO_5

Экспериментальное оборудование

Для проведения экспериментальных исследований по изучению влияния ИМП на немагнитные материалы было разработано специальное лабораторное оборудование. В основу создания установки заложено предположение о том, что природа эффектов может быть связана с действием вихревого индукционного электрического поля, возникающего при изменении магнитного поля [4]. Это предположение устанавливает определенные требования к форме импульса тока в индукторе. В частности, импульс должен быть униполярным и, следовательно, для создания максимальной иницирующей силы скорость нарастания фронта импульса должна быть значительно больше скорости его убывания.

С учетом указанных критериев была разработана электрическая схема силового блока установки (рис.1). Обеспечить униполярность импульсов и защитить тиристор VD3 от пробоя обратным током удалось, зашунтировав мощным высокочастотным диодом индуктор L. Удлинить задний фронт удалось введением дополнительной зарядно-разрядной цепи R2,C2,VD1. Сдвиг по фазе импульса тока, образующегося в результате разряда конденсатора C2, определяется индуктивностью L и величиной прямого сопротивления диода VD1, образующих LC – цепочку, через которую течет ток разряда. Введением в разрядную цепь дополнительного низкоомного резистора можно увеличить сдвиг фаз, но это приводит к неустойчивой работе схемы и появлению паразитных колебаний. Увеличение емкости C1 и индуктивности L приводит к увеличению длительности переднего фронта. Введение одной дополнительной зарядно-разрядной цепи при оптимальном подборе номиналов элементов позволяет получить соотношение длин переднего и заднего фронтов порядка 1/10. Более удлинить задний фронт и улучшить указанный параметр, вероятно, можно введением дополнительных зарядно-разрядных цепей в электрическую схему.

Для активирования процессов, определяемых тепловой энергией, имеется возможность термостатирования рабочего объема индуктора. Установка на основе приведенной принципиальной схемы опробована и работает стабильно.

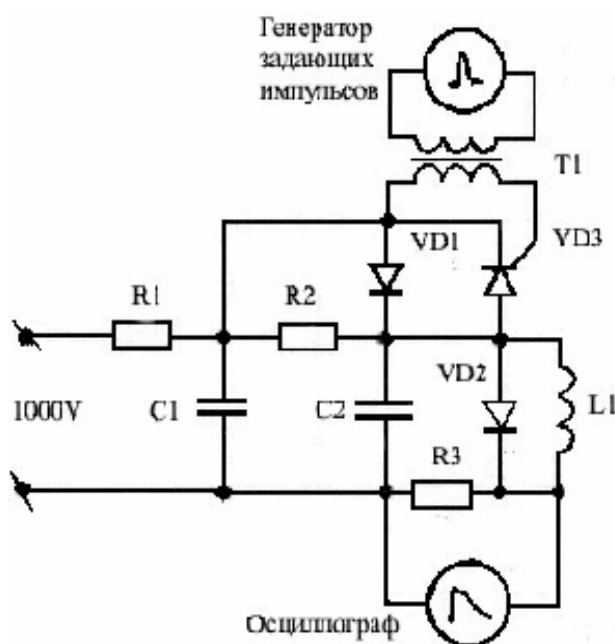


Рис.1. Принципиальная электрическая схема силового блока установки.

Униполярные импульсы тока (рис.2) имеют следующие характеристики:

Длительность переднего фронта, ...	30мкс.
Отношение длительности переднего фронта к длительности заднего	8-10
Частота следования импульсов	0.1 - 5Гц.

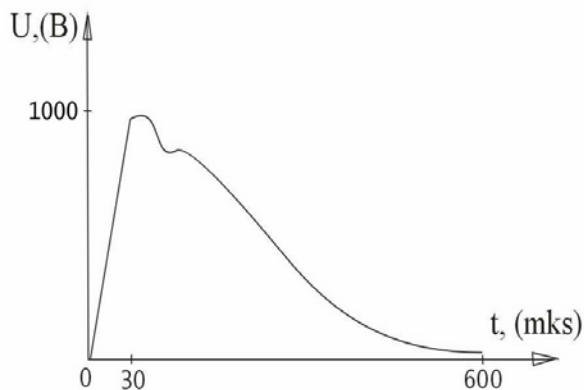


Рис.2. Форма импульса в индукторе.

Установка позволяет получать слабые импульсные магнитные поля [8] напряженностью $10^5 - 10^6$ А/м., проводить обработку небольших образцов в вакууме при температурах до 1000°C .

Методика проведения эксперимента

Аморфные образцы состава LaBSiO_5 и LaBGeO_5 , изготовленные в виде пластин, были разделены на две партии. Одна партия была подвержена действию ИМП, а другая - использовалась в качестве контрольной. Обработка ИМП проводилась при температуре 120°C . Термические режимы для обеих партий были одинаковыми. Часть обработанных образцов исследовалась непосредственно после действия ИМП, часть – после некоторой выдержки с целью выявить изменения, связанные с возможной релаксацией. Для выявления особенностей кристаллизации образцы подвергались отжигу в температурном интервале $850 - 950^\circ\text{C}$ течение 1 часа. Измельченные образцы исследовались методами дифференциально-термического (ДТА), рентгеноструктурного анализа (РСА), оптической (ОМ) и электронной микроскопии (ТЭМ).

Результаты исследований

Дифференциально-термический анализ обеих партий состава LaBSiO_5 выявил в них ряд существенных различий (рис.3). Из анализа особых точек на кривых ДТА можно сделать вывод о смещении.

После обработки ИМП наблюдается смещение температуры начала кристаллизации (по сравнению с контрольными) в стеклах состава LaBSiO_5 в область более низких температур от 755°C до 700°C , хотя температура стеклования T_g отличается незначительно.

Анализ структуры полученных стекол методами ОМ и ТЭМ показал существенные различия между обработанными ИМП и необработанными партиями образцов. В стеклах, отожженных после обработки ИМП при температуре 850°C в течение одного часа наблюдался эффект помутнения, обусловленного образованием полосчатых областей закристаллизовавшегося стекла, состоящих из анизотропных кристаллитов, размером до 1 мкм (ОМ). ТЭМ выявила внутри таких частиц осколочной и игольчатой формы наличие наноразмерных кристаллитов неизометричной формы размерами до 20 нм .

Стекла, не подвергнутые действию ИМП, остались прозрачными без признаков кристаллизации. Эти результаты указывают на необратимость изменений, которые

прошли в образцах после ИМП при низких температурах, что также подтверждается особенностями релаксационного пика.

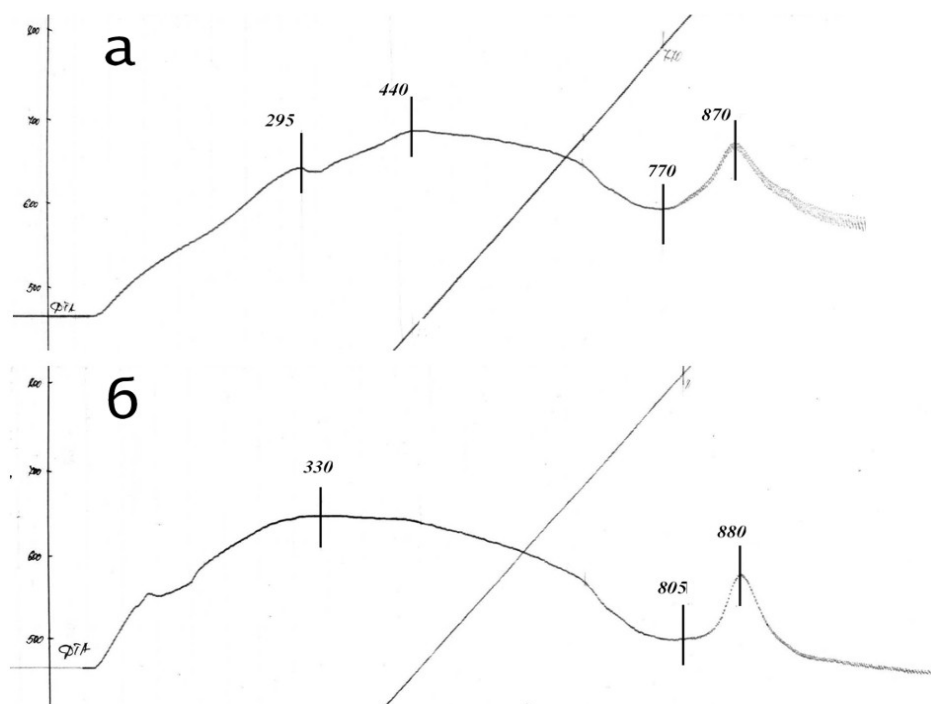


Рис.3. Результаты ДТА -исследований, а) без действия ИМП; б) после воздействия ИМП.

Анализ стекол LaBGeO_5 , отожженных при температурах 850 – 950°C методами РФА показал, что обработка ИМП при температуре 120 С стилвеллитов $\text{LaB}(\text{Si},\text{Ge})\text{O}_5$ изменяет характер кристаллизации. Это проявляется в ориентированной кристаллизации фазы-прекурсора – LaBO_3 , легированной Si или Ge и образовании на его основе текстурированного стилвеллита (рис. 4).

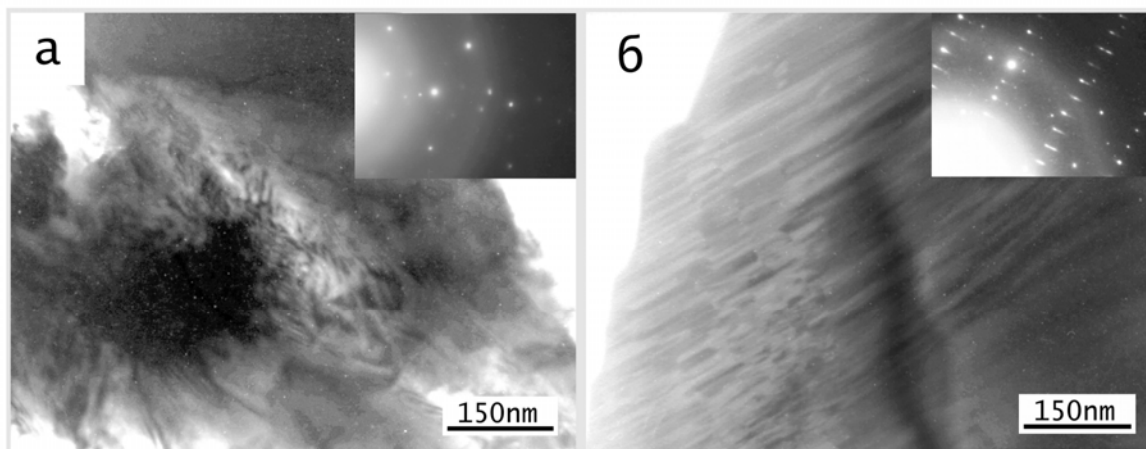


Рис.4. ТЭМ – изображение образцов LaBGeO_5 , а) без действия ИМП; б) после действия ИМП. Вытянутые рефлексy свидетельствуют о наличии текстуры.

РФА выявил следующие особенности кристаллизации стекол LaBGeO_5 , обработанных ИМП и отожженных при температурах 850 – 950 °С. На начальной стадии, при 850 °С 1 час, кристаллы образовавшихся фаз – $\text{La}_2\text{Ge}_2\text{O}_7$ и LaBO_3 (~90%) – растут не хаотически, а ориентированно. При увеличении отжига до 4 час на ориентированном LaBO_3 кристаллизуется текстурированный стилвеллит LaBGeO_5 (~60%), причем с увеличением времени выдержки количество стилвеллита увеличивается. Обнаружено, что кристаллические решетки LaBO_3 (фаза-прекурсор) и стилвеллита LaBGeO_5 связаны ориентационным соотношением: $(020) [100] \text{LaBO}_3 \parallel (200) [010] \text{LaBGeO}_5$. Текстурированность стилвеллита LaBGeO_5 сохраняется до 950 °С.

Данные РСА исследований свидетельствуют об интенсификации процессов релаксации закалочных напряжений под действием ИМП в стеклах состава, соответствующего стехиометрии стилвеллита.

Обсуждение результатов

Известно, что магнитное поле практически не взаимодействует с немагнитными веществами, и, следовательно, не может являться непосредственной причиной наблюдаемых эффектов. Однако, вероятно опосредованное действие меняющего магнитного поля. По нашему мнению, эффект воздействия ИМП осуществляется следующим образом. Изменяющееся магнитное поле $\mathbf{B}$, согласно первому уравнению Максвелла, индуцирует в образце вихревое электрическое поле $\mathbf{E}$.

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \iint \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}. \quad (1)$$

Оценки величины электрического поля для цилиндрического образца диаметром 15 мм, возникающего у цилиндрической поверхности, если ИМП направлено вдоль оси цилиндра показывают:

$$E = \frac{\mu_0 \Delta H}{\Delta t} \cdot \frac{\pi \cdot R^2}{2\pi \cdot R} = \frac{2 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \cdot 10^6}{30 \cdot 10^{-6}} \cdot (7.5 \cdot 10^{-3}) \approx 100 \frac{\text{V}}{\text{m}}. \quad (2)$$

Поскольку материал является пьезоэлектриком, некоторые его упорядоченные объемы (кластеры), возможно, уже имеют собственный дипольный момент $\vec{p}$. Под влиянием индуцированного электрического поля, возможно также и возрастание этого момента (происходит рост поляризуемости материала в электрическом поле). Действие электрического поля проявляется в развороте дипольных моментов выстроиться вдоль силовых линий поля, являющихся окружностями, под действием вращающего момента сил $\vec{M} = \vec{p} \times \vec{E}$. Такой разворот дипольных образований повлечет за собой появление дополнительных механических напряжений в образце, максимальных на его боковой поверхности. Именно эти напряжения ответственны за увеличение релаксационного пика на ДТА - кривой. Произошедшее некоторое упорядочение электрических моментов, по всей вероятности сопровождается некоторым структурным упорядочением, что приводит к более раннему началу кристаллизации и ориентированному росту кристаллов стилвеллита, и как следствие, будет способствовать формированию текстуры.

Резюме

Разработано лабораторное оборудование для воздействия ИМП на немагнитные материалы. Установлено, что импульсное магнитное поле способствует созданию некоторого предварительного упорядочения, которое при последующей кристаллизации

проявляется в образовании наноразмерных кристаллитов и приводит к формированию текстурированного стилвеллита состава LaBSiO_5 и LaBGeO_5 .

Список литературы

1. Ю.И. Головин, «Магнитопластичность твердых тел», М., «Машиностроение-1», 1998, с.9 – 92.
2. Y. Takahashi, Y. Benino, T. Fujiwara, and T. Komatsu, «Second harmonic generation in transparent surface crystallized glasses with stillwellite-type LaBGeO_5 »/ Journal of applied physics, volume 89, number 10, 15 may 2001.
3. Y. Takahashi, Y. Benino, V. V. Dimitrov & T. Komatsu, «Transparent optical nonlinear crystallised glasses with ferroelectric LaBGeO_5 »/ Phys. Chem. Glasses, 2000, 41 (5), 225-228.
4. С.А.Дембовский, Е.А.Чечеткина, С.А.Козюхин, «Аномальное влияние слабых магнитных полей на диамагнитные стеклообразные полупроводники», Письма в ЖЭТФ, 1985, том 41, вып. 2, стр. 74 – 76.
5. Стефанович С.Ю., Милль Б.В., Буташин А.В. «Сегнетоэлектричество и фазовые переходы в стилвеллите LaBGeO_5 », Кристаллография, 1992, том 37, вып.4, с.965-970.
6. Дистлер Г.И., Каневский В.М. и др., «О влиянии слабого магнитного поля на реальную структуру твердых тел», Доклады АН СССР, 1983, т.268, №3, с.591-593.
7. Власов В.П., Каневский В.М., Пурцхванидзе А.А., «Оже-электронная спектроскопия полупроводниковых кристаллов после воздействия импульсного магнитного поля», ФТТ, 1991, т.33, №7, с.2194-2197.
8. А.М. Кугушев, Н.С. Голубева «Основы радиоэлектроники», М., «Энергия», 1969г., 880с., с.29 –50.

УДК 621.793:620.172

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАКРОНАПРЯЖЕНИЙ В СТРУКТУРЕ КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ ВЫСОКОАЗОИСТОЙ СТАЛИ С КАРБОНИТРИДНЫМ УПРОЧНЕНИЕМ, ПОЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ НАПЛАВКОЙ

Наркевич Н. А., Гальченко Н. К., Миронов Ю. П., Белюк С. И.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г.Томск, Россия

Проблема повышения стойкости и увеличения ресурса работы высокоответственных деталей машин и оборудования из конструкционных материалов в условиях высокотемпературных воздействий, агрессивных сред, трения решается различными способами. Одним из наиболее распространенных из них является нанесение на рабочие и изнашиваемые поверхности деталей покрытий методами наплавки. Метод электронно-лучевой наплавки имеет ряд преимуществ перед другими, а использование в качестве наплавочного материала композиционного порошка на основе высокоазотистой стали позволяет формировать покрытие с высокой стойкостью против абразивного изнашивания [1]. Одним из недостатков всех методов наплавки, в том числе, и электронно-лучевой, является растрескивание, поводка и коробление наплавляемых деталей, обу-

словленные разными коэффициентами термического расширения материалов подложки и покрытия. Для получения качественных покрытий необходимо знать величину макронапряжений, возникающих в результате наплавки, и методами термической обработки, оптимизацией состава наплавляемого порошка и режимов наплавки направленно их уменьшать.

В работе исследовали композиционный материал на основе стали X20AG20, наплавленный в несколько проходов до получения слоя в 6 мм на подложку из стали 3 толщиной 3 мм на установке ЭЛУ-5. Наплавленный слой формировался путем подачи порошка через дозатор непосредственно в жидкометаллическую ванну, сформированную электронным пучком. Структуру покрытия исследовали на металлографическом микроскопе МИМ-9, фазовый состав определяли на дифрактометре ДРОН-4М, распределение легирующих элементов определяли методом микрорентгеноспектрального анализа. Величину макронапряжений определяли по методике [2]. Модуль упругости E определяли на приборе Nano-Hardness tester при воздействии алмазного индентора на поверхность травленого шлифа нагрузкой 20 г.

При исследовании структуры, фазового и химического составов наплавленного покрытия была установлена их неоднородность по глубине. На рис. 1 показано изменение фазового состава покрытия по глубине.

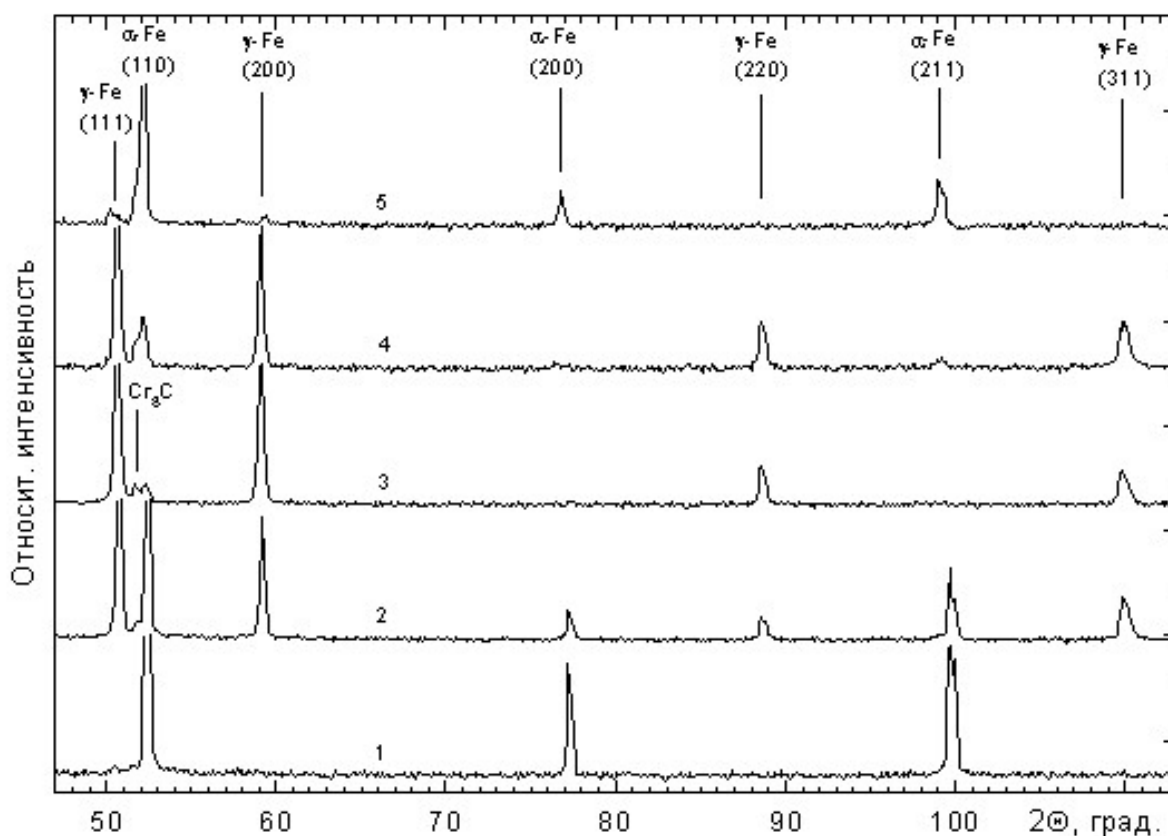


Рис. 1. Послойное определение фазового состава покрытия из X20AG20, фрагменты дифрактограмм: 1 – подложка, 2 – граница покрытие-подложка, 3 – покрытие на глубине 4 мм, 4 – покрытие на глубине 2,5 мм, 5 – поверхность покрытия.

Фазовый состав наплавленного покрытия идентифицирован как феррито-аустенитная матрица с включениями карбидов хрома Cr_3C_2 . Неоднородность фазового состава, определенная перемещением неврещающего образца относительно рентгеновского излучения дифрактометра от поверхности наплавки к подложке, проявляется

в существенном количественном изменении соотношения аустенита и феррита – основных фаз в исследуемом материале. На поверхности наплавки преобладающим является α -Fe, а по мере приближения к переходной зоне количество α -Fe уменьшается, в структуре преобладает аустенит. Неоднородность фазового состава наплавленного покрытия можно объяснить тем, что легирующие элементы при высокотемпературном процессе формирования покрытия имеют разное давление насыщенного пара [3]. Например, при температуре 2000°C давление насыщенного пара у Si, содержащегося в количестве $\approx 1\%$ в наплавочном порошке, меньше, чем у Mn на три порядка, меньше, чем у Cr в 15 раз и в 10 раз меньше, чем у γ -Fe. При многопроходной наплавке в первом слое происходит перемешивание материала подложки с наплавочным порошком. При этом наиболее активно испаряются аустенитообразующие элементы Mn и N, входящие в состав порошка. При каждом последующем проходе, увеличивающем слой покрытия, с одной стороны увеличивается общая легированность за счет введения новой порции порошка, с другой, усиливается испарение элементов, имеющих высокое давление насыщенного пара, так как они теперь уже являются и частью подложки и входят в состав наплавочной смеси.

Кроме того, по мере увеличения толщины покрытия увеличивается температура подложки и, следовательно, при одинаковой плотности мощности электронного пучка в зоне формирования жидкометаллической ванны температура будет выше, чем при первом проходе. Это приводит к дополнительному повышению давления насыщенных паров. Такое изменение химического состава покрытия подтвердили данные микро-рентгеноспектрального анализа и результаты установленного изменения параметров решетки аустенита и феррита по глубине покрытия. Максимальное значение параметра решетки аустенита $a = 3,6254 \text{ \AA}$ соответствует слою наплавки, наиболее близко расположенному к границе между покрытием и подложкой, в то время как на поверхности наплавки $a = 3,5982 \text{ \AA}$. Легированность феррита, наоборот, повышена на поверхности наплавки, об этом свидетельствует увеличенный параметр решетки феррита $a = 2,8812 \text{ \AA}$, по мере приближения к подложке он снижается до $2,665 \text{ \AA}$. Увеличенные значения параметров обеих фаз свидетельствуют о мощных микронапряжениях, возникающих в обеих фазах вследствие их твердорастворного упрочнения. Для наиболее точного определения макронапряжений в разных слоях наплавленного покрытия было

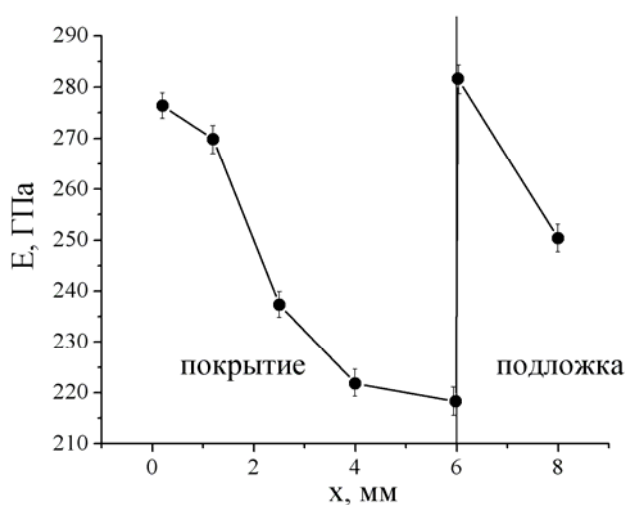


Рис. 2. Распределение модуля упругости в наплавке композита на основе X20AG20.

проведено послойное дифференцированное по фазам определение модуля упругости E (рис.2). Видно, что на границе между покрытием и подложкой, на расстоянии по 20 мкм по обе ее стороны происходит резкое изменение модуля упругости, от 220 ГПа со стороны покрытия где преобладает в структуре γ -Fe до 280 ГПа со стороны подложки со структурой α -Fe. Результаты послойного определения макронапряжений представлены на рис.3. Видно, что максимальные значения макронапряжений, определенные по плоскостям (310) α -Fe и (400) γ -Fe, соответству-

ют поверхностному слою наплавки и по величине близки к пределу прочности высокоазотистых сталей, получаемых обычными металлургическими способами [4].

Металлографическое исследование структуры в сопоставлении с данными рентгеноструктурного анализа позволяет сделать вывод о формировании в поверхностном слое наплавки структуры, схожей с видманштеттовым ферритом.

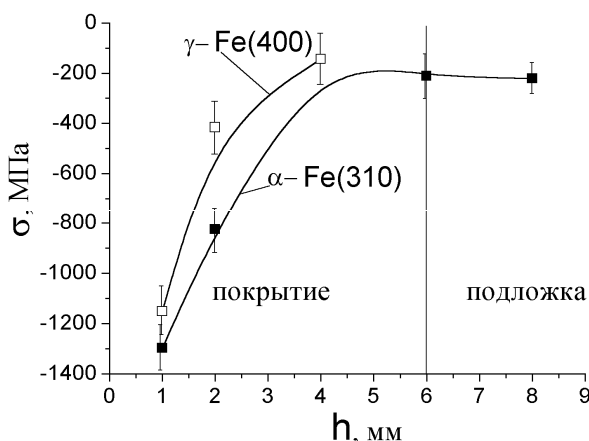


Рис. 3. Распределение макронапряжений в наплавке из композита на основе X20AG20.

наплавленного покрытия, где преобладает ферритная составляющая. Уровень напряжений в аустените ≈ 200 МПа ниже, чем в феррите в любом из исследованных слоев покрытия. С увеличением количества проходов при наплавке происходит вместе с увеличением толщины покрытия опасное повышение макронапряжений, которые могут провоцировать трещинообразование. Очевидно, при необходимости получать покрытия ≥ 4 мм состав наплавочного порошка должен корректироваться с постепенным увеличением аустенитообразующих элементов по мере увеличения наплавочных проходов. Анализ напряженного состояния на границе раздела между подложкой из стали 3 и покрытием позволяет сделать вывод о достаточной, чтобы не вызвать отслоение наплавленного покрытия, адгезионной прочности.

Список литературы

1. Гальченко Н.К., Дампилов Б.В., Самарцев В.П., Белюк С.И. Формирование структуры и свойств композиционных литых покрытий, полученных электронно-лучевой наплавкой в вакууме // *Литейщик России*. - 2002. - №2. - С.38-41.
2. Горелик С.С., Скаков Ю.А., Расторгуев Л.Н. Рентгенографический и электроннооптический анализ. - М.: МИСиС, 1994. - 328 с.
3. Розбери Ф. Справочник по вакуумной технике и технологии. - М.: Энергия, 1972. - 456 с.
4. Дубовик Н.А., Зуев Л.Б., Пак В.Е. О природе упрочнения высокоазотистых сталей на основе железохромомарганцевого аустенита // *Известия вузов. Черная металлургия*. - 1997. - №10. - С.
5. Касаткин Б.С., Козлов О.Н. Микроструктура и свойства сварных соединений низколегированных сталей // *Автоматическая сварка*. - 1989. - №7. - С. 1-11.

УДК 621.793.7

СТРУКТУРА И ТРИБОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ ПО НИТРИДОПЛАЗМЕННОЙ ТЕХНОЛОГИИ

Гальченко Н. К., Кашина Е. Е., Белюк С. И.

*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г.Томск, Россия,
Vca@mail2000.ru*

Представлены результаты исследований структур и свойств металлокерамических покрытий в системах $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Cr}_x\text{N}_y$, $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Mo}_2\text{N}$, полученных методом плазменного напыления на медные подложки. Показано, что в процессе напыления формируются градиентные структуры покрытий. Определены оптимальные составы покрытий, которым соответствует максимальные значения микротвёрдости и износостойкости. Установлено, что наименьшим коэффициентом трения при износе в паре трения с контртелом из ШХ15 обладает покрытие Al_2O_3 -30%вес. Cr_2N .

Введение

В области упрочнения и восстановления деталей актуальной задачей является создание на их поверхности фрикционных покрытий с широким диапазоном свойств, способных надёжно работать при высоких скоростях трения и нагрузках, в условиях повышенных температур и агрессивных сред. Одним из наиболее перспективных методов нанесения покрытий, получивших широкое применение, является способ плазменного напыления. Существующая проблема в данной технологии – повышение прочности сцепления с основным металлом и снижение пористости покрытий – может быть решена внесением дополнительного источника тепла помимо термического воздействия плазменной струи, что позволяет увеличить степень нагрева наплавленных частиц и сформировать более плотные и прочно сцеплённые с основой покрытия. Особый интерес для получения защитных покрытий представляет система $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Me}_x\text{N}_y$ (Me_xN_y – нитриды металлов VI-VIII группы) [1]. Экспериментально установлено, что при введении нитридов в плазменную струю происходит их разложение с высокой скоростью, при этом выделяется тепло рекомбинации атомов азота в молекулу и увеличивается теплосодержание двухфазного потока с учётом затрат энергии на их разложение. Таким образом, совмещение высокотемпературного процесса получения плазменных покрытий с целевыми химическими превращениями можно рассматривать как один из методов получения новых металлокерамических материалов покрытия.

Материалы и методика эксперимента

В настоящей работе по нитридоплазменной технологии реализована возможность напыления оксидных покрытий систем $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cr}_2\text{N}$, $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-CrN}$, $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Mo}_2\text{N}$.

Для нанесения покрытия использовали смесь порошков исходных компонентов дисперсностью менее 40 мкм, которую гранулировали гидростатическим прессованием с последующим дроблением и выделением фракции 65-100 мкм. Режимы напыления: $U = 40\text{В}$, $I = 400\text{А}$; плазмообразующий газ –транспортирующий газ аргон; расход плаз-

мообразующего газа – $2\text{ м}^3/\text{ч}$; расход порошка – 60 г/мин ; дистанция напыления – $100\text{--}120\text{ мм}$; оборудование – плазменная установка УПУ – 8М и плазмотрон ПП-25. Ввод порошка осуществлялся под срез сопла плазмотрона. Покрyтия наносили на подложки из меди с промежуточным подслоем из сплава Н85Ю15, плазмообразующим газом служил $\text{Ar} + \text{N}_2$. Трибологические свойства покрyтий были проведены при различной температуре (25°C) на машине трения по схеме «неподвижный индентор из ст. ШХ15 - вращающийся диск» при скорости вращения $v = 8\text{ см/сек}$, нагрузке $P = 600\text{ г}$.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Пределы содержания компонентов в покрyтиях $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--Me}_x\text{N}_y$ определялись экспериментально, исходя из их качества после напыления, достижения максимальных значений твёрдости и износостойкости. В работе приведены сравнительные результаты исследований структуры и триботехнических характеристик металлокерамических покрyтий в системах $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--Cr}_x\text{N}_y$, $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--MoN}_2$, которые после плазменного напыления имели толщину $\leq 700\text{ мкм}$. Металлографический анализ напыленных покрyтий показал, что с увеличением содержания нитридов в исходной смеси однородность структур и плотность покрyтий повышаются за счёт увеличения доли металлической составляющей в связи с их диссоциацией в плазменной струе, благодаря чему повышается теплосодержание двухфазного плазменного потока.

Эксперимент выявил общие закономерности в формировании структур исследуемых в работе систем после напыления. Так, при содержании в исходной смеси 5-15% вес. нитридов (остальное Al_2O_3) формируются слоистые структуры покрyтий с пониженной плотностью. Такие структуры обычно формируются из маловязких частиц Al_2O_3 , имеющих достаточную для их деформации при ударе о подложку скорость, и определяются условиями теплоотвода: чем выше скорость отвода в подложку, тем более слоистые у покрyтий структуры. С повышением содержания нитридов повышается тепловыделение химических реакций между компонентами смеси в плазменной струе, приводящее к увеличению теплосодержания плазменного потока, что приводит к снижению скорости кристаллизации покрyтия на подложке. При этом меняется характер формируемых структур. Покрyтия исходного состава $\text{Al}_2\text{O}_3+30\%\text{вес.Me}_x\text{N}_y$ приобретают смешанную структуру (слоистые участки чередуются с зернистыми). У покрyтия с 70% вес. нитридов CrN , Cr_2N , Mo_2N – структура преимущественно зернистая. В качестве примера на рис. 1 представлены микроструктуры покрyтий системы $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--Cr}_2\text{N}$.

Согласно данным рентгенофазового и микрорентгеноспектрального анализов, основными фазами в покрyтиях системы $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--Cr}_2\text{N}$, $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--CrN}$ являются оксид алюминия в двух модификациях ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$), хром, шпинели и в небольших количествах фазы CrN , Ni_3Al , NiAl . В покрyтиях $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--Mo}_2\text{N}$ – дополнительно присутствуют фазы Mo , $\text{Ni}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$. Наличие в структуре алюминия, никеля и шпинелей NiAl_2O_4 и NiCr_2O_4 , вероятно, является результатом частичной диссоциации оксида алюминия и взаимодействия в процессе напыления элементов материала подслоя Н85Ю15 и покрyтия. Металлографический анализ показал, что в процессе напыления формируются градиентные покрyтия, в которых оксиды и другие соединения концентрируются в приповерхностных зонах покрyтий.

Характер неоднородности структур по глубине слоя исследуемых покрyтий отражают значения микротвёрдости, представленные на рис.2. Из рисунка видно, что максимальные значения H_μ (35000 МПа) в покрyтиях с 30% CrN приходятся на середину слоя; на поверхности покрyтий твёрдость резко падает до значений $H_\mu=17000\text{ МПа}$. У покрyтий $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--Cr}_2\text{N}$, $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--Mo}_2\text{N}$ наблюдается равномерное повышение микротвёрдости от подложки к поверхности. При повышении в исходной смеси содержания нитри-

дов хрома до 70% вес. твёрдость покрытий на поверхности снижается $\approx$ до 12000-14000 МПа, а у покрытий с 70% Mo_2N - повышается до 7000 МПа.

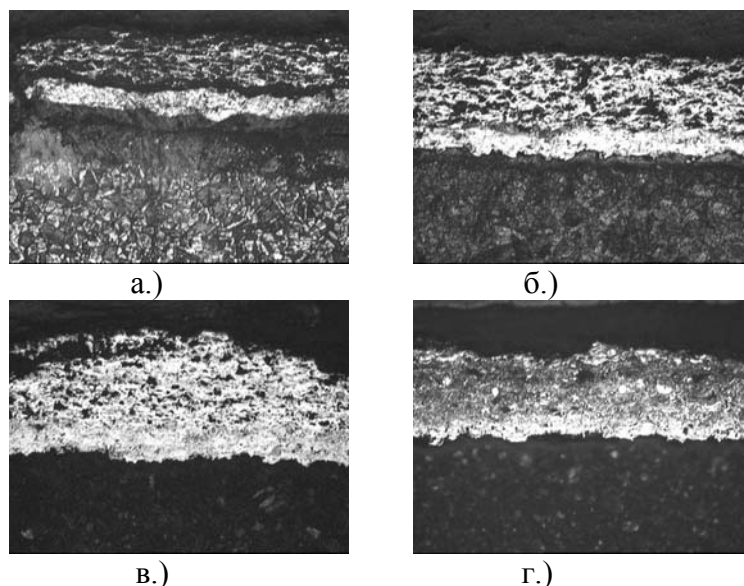


Рис.1. Микроструктура плазменных покрытий в системе $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cr}_2\text{N}$, X200
 а.) $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cr}_2\text{N}$ (5% вес.) $\gamma = 8,52 \text{ гр/см}^3$ в.) $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cr}_2\text{N}$ (30% вес.) $\gamma = 8,65 \text{ гр/см}^3$
 б.) $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cr}_2\text{N}$ (15% вес.) $\gamma = 9 \text{ гр/см}^3$ г.) $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cr}_2\text{N}$ (70% вес.) $\gamma = 9,44 \text{ гр/см}^3$

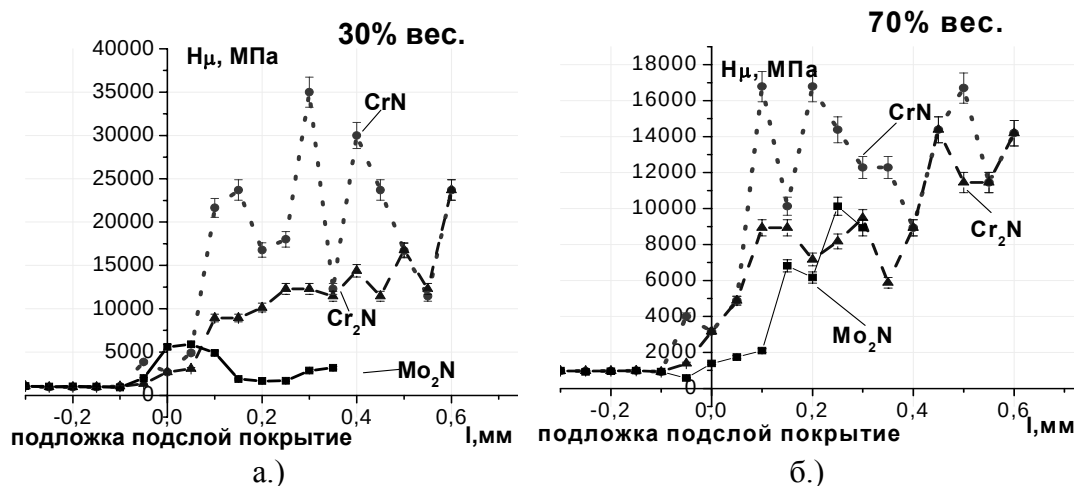


Рис.2. Распределение микротвёрдости по сечению образца
 а.) $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-CrN}$, Cr_2N , Mo_2N (30% вес.);
 б.) $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-CrN}$, Cr_2N , Mo_2N (70% вес.).

Сравнительные результаты трибологических испытаний показали, что наилучшим комплексом свойств обладают покрытия с нитридами хрома Cr_2N . Установлено, что при содержании 30 % Cr_2N покрытие характеризуется меньшим участком приработки, самыми низкими из всех составов значениями интенсивности износа ($I_h = 0,4$) и коэффициента трения ($K_{тр} = 0,4$) (рис.3, табл.1). Повышенные триботехнические характеристики металлокерамических покрытий, содержащих Cr_2N , обусловлены более однородной структурой, минимальной пористостью (до 7 %), наличием явно выраженной пере-

ходной зоны с плавным распределением микротвердости между подложкой и покрытием, и присутствие в контактной зоне шпинелей NiCr_2O_4 , NiAl_2O_4 , играющих роль смазки.

Эти факторы обеспечивает меньший линейный износ покрытия.

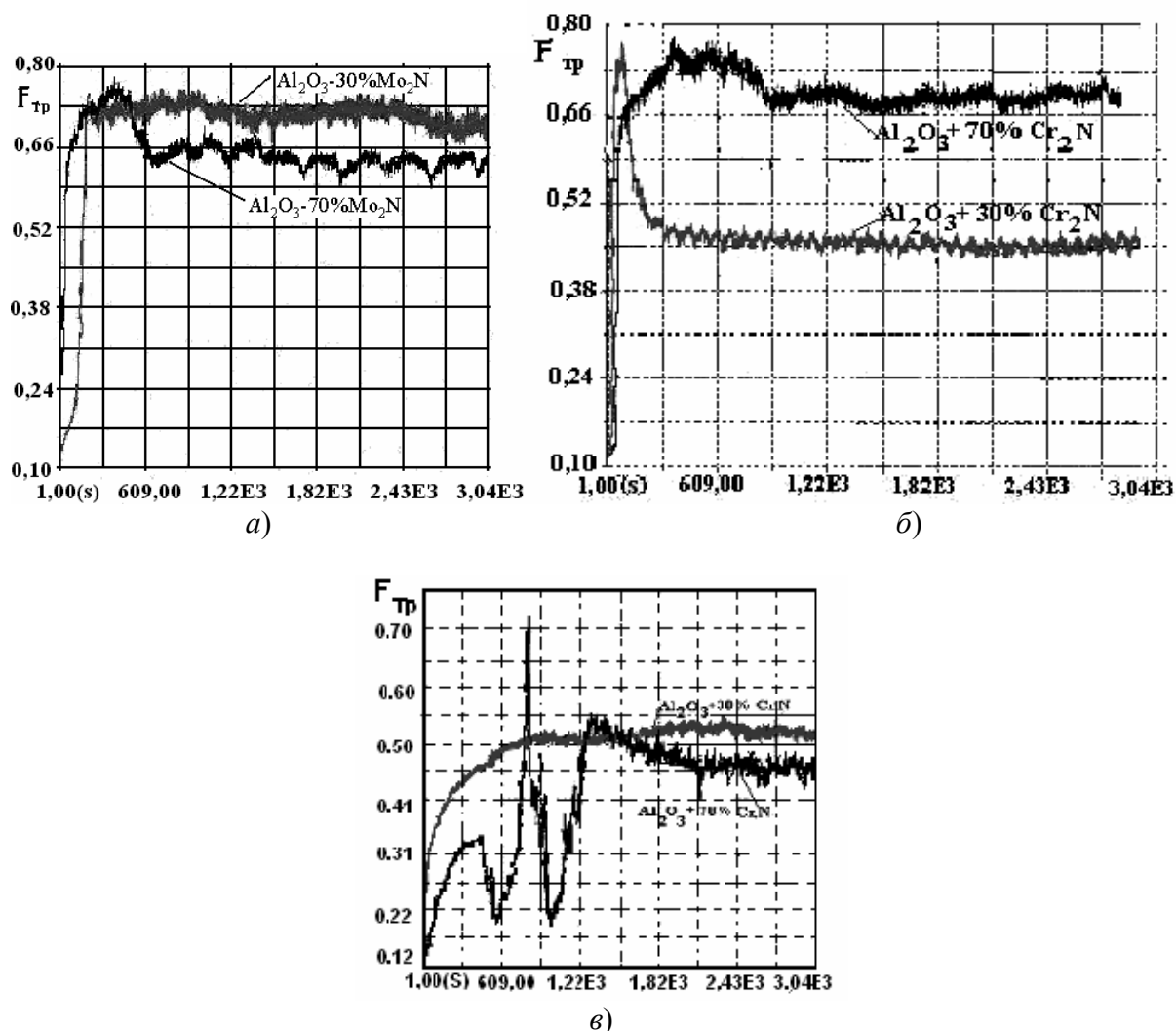


Рис.3. Распределение коэффициента трения в покрытиях:
а.) $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Mo}_2\text{N}$; б.) $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cr}_2\text{N}$; в.) $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-CrN}$.

Таблица.1. Параметры износа в паре трения

Параметры	$\text{Al}_2\text{O}_3\text{+}$ 30%CrN	$\text{Al}_2\text{O}_3\text{+}$ 70%CrN	$\text{Al}_2\text{O}_3\text{+}$ 30%Cr ₂ N	$\text{Al}_2\text{O}_3\text{+}$ 70%Cr ₂ N	$\text{Al}_2\text{O}_3\text{+}$ 30%Mo ₂ N	$\text{Al}_2\text{O}_3\text{+}$ 70%Mo ₂ N
Удельный износ покрытия, $10^{-4} (\text{мм}^3 \times \text{Н}) / \text{м}$	0,9607	0,9444	0,6529	1,691	9,248	2,926
Коэффициент из- носа	min-0,148 max-0,548 cp-0,500	min-0,121 max-0,808 cp-0,475	min-0,117 max-0,774 cp-0,465	min-0,109 max-0,787 cp-0,691	min-0,117 max-0,794 cp-0,692	min-0,102 max-0,815 cp-0,649
Площадь унесён- ного материала покрытий, мкм^2	11532	11366	7837	20300	111000	35116
Погрешность, %	0,049	0,116	0,057	0,080	0,116	0,080

Выводы

1. Результаты исследований послужили основой для разработки износостойких металлокерамических покрытий, получаемых плазменным методом, на основе окиси алюминия с участием нитридов металлов VI группы и позволили определить наиболее перспективные композиции покрытий в широком диапазоне изменений концентраций исходных компонентов и оптимизировать их составы.

2. Полученные в работе данные использованы при проведении натурных испытаний в условиях ОАО «Северсталь г. Череповец и ОАО «ЗСМК» г. Новокузнецк», которые показали 7-кратное увеличение срока службы кислородной фурмы, упрочнённой по нитридо-плазменной технологии.

Список литературы

1. Патент №2200208 «Способ нанесения плазменного покрытия» Самарцев В.П., Белюк С.И., Панин В.Е., Заборовский В.М., Гальченко Н.К. по заявке №2001111192/02. Выдан 10 марта 2003г.

УДК 667.017.42

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ОРИЕНТИРОВАННОГО ПОЛИЭТИЛЕНА С ПОМОЩЬЮ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Васильева В. В., Цобкалло Е. С., Марихин В. А.*

Санкт-Петербургский государственный университет технологии и дизайна

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

ests@sutd.ru

Известно, что частично-кристаллические полимеры являются сложными гетерогенными системами. В то время как кристаллические области в них могут быть хорошо охарактеризованы с помощью различных структурных методов, изучение строения аморфных областей крайне затруднено из-за сложности их организации. Но именно строение аморфных прослоек определяет многие физико-механические свойства ориентированных полимеров. Поэтому поиск методов, позволяющих определить строение аморфных областей, является актуальной задачей.

Одним из эффективных способов исследования ориентированной структуры полимера является низкочастотная Рамановская спектроскопия [1-4]. Рамановская полоса низкой частоты, или продольная акустическая мода (ПАМ), является результатом продольных колебаний всех транс-последовательностей молекулярной цепи полимера. Анализ подобного спектра позволяет получить уникальную информацию не только о существовании выпрямленных сегментов молекул (ВСМ) с длиной (L) от единиц до сотен нм, но также находить весовую функцию распределения ВСМ по длинам G_{MW} в исследуемых образцах. Цель данной работы состоит в изучении с помощью метода низкочастотной рамановской спектроскопии влияния молекулярной массы и кратности

вытяжки полиэтиленовых нитей на формирование структуры ориентированного полимера.

Образцы и методы исследования.

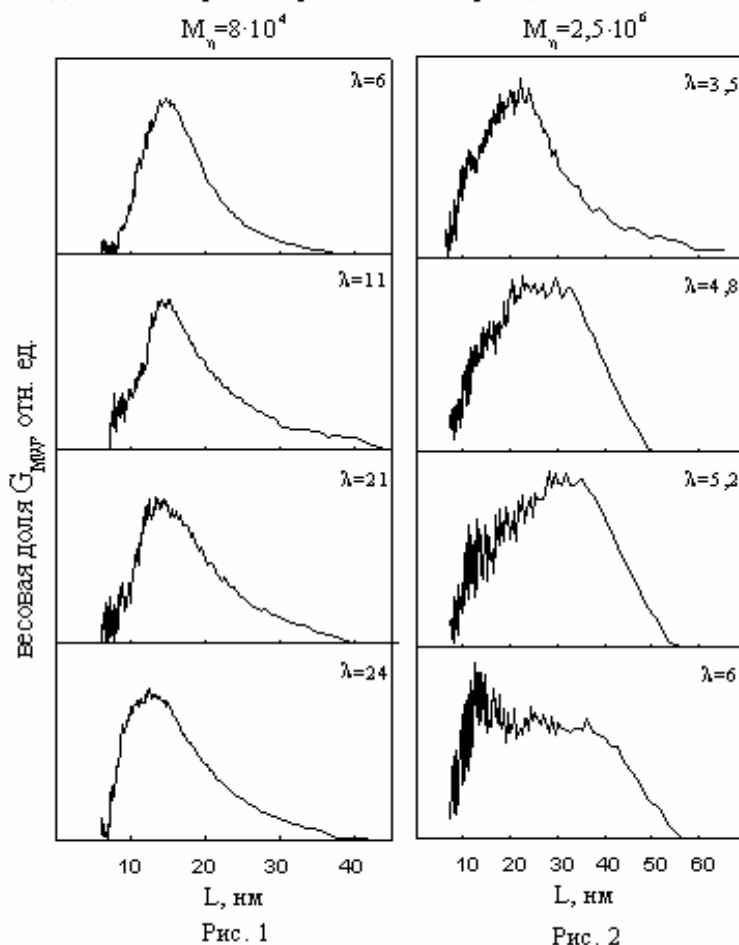
Исследовались ориентированные пленки ПЭВП молекулярной массы $M = 80 \cdot 10^3$ (ПЭ-1) и $M = 2,5 \cdot 10^6$ (ПЭ-2). Исходные пленки толщиной около 100 мкм получали горячим прессованием (175°C , 150 атм) из гранул (ПЭ-1) и реакторного порошка (ПЭ-2) с закалкой в ледяной воде. Пленки нарезают на полосы шириной 1 мм и длиной несколько сантиметров и затем растягивали методом зонной ориентации [5] до различных степеней вытяжки.

Низкочастотные Раман-спектры регистрировались в интервале частот от 5 см^{-1} до 20 см^{-1} на тройном монохроматоре Spex Model Ramalog 5. В качестве источника света использовали He-Ne лазер (632,8 нм, 50 мВ). Время записи КР спектра составляло около 6 минут.

Экспериментальная часть

Из сравнения распределений ВСМ по длинам у нитей, полученных из расплава и отличающихся кратностью вытяжки видно, что различия в структурной организации

этих нитей проявляются в особенностях распределений $G_{\text{MW}}(L)$ (рис. 1, 2). Максимум распределений L_{max} для нити ПЭ-1, полученной из низкомолекулярного полиэтилена (рис. 1), находится около 15 нм и соответствует длине кристаллита [6]. Таким образом, у нити ПЭ-1 основная часть ВСМ с длиной $L_{\text{max}} \approx 15 \text{ нм}$ расположена в кристаллитах микрофибрилл. В отличие от ПЭ-1, у высокомолекулярного полиэтилена ПЭ-2 (рис. 2) максимум распределения ВСМ по длинам $L_{\text{max}} = 22 \text{ нм}$ не совпадает с величиной продольного размера кристаллита ($l_{\text{кр}} = 18 \text{ нм}$). Это различие объясняется наклонным расположением вытяженных молекул в кристаллитах, что подтверждено рентгеноструктурными данными [6]. Дальнейшая вытяжка приводит к увеличению пере-



коса кристаллитов, вследствие чего наблюдается смещение максимума распределения $G_{MW}(L)$ в область больших длин.

Для образцов ПЭ-1 и ПЭ-2, имеющих различные степени вытяжки, в распределениях $G_{MW}(L)$, также наблюдаются "короткие" ВСМ с длиной $L = 7-8$ нм, меньшей, чем длина кристаллита. Такие сегменты, не оказывающие значительного влияния на механические свойства нитей, могут быть расположены внутри кристаллита и связаны со структурными дефектами.

Особый интерес для получения нитей с высокими характеристиками механических свойств представляют "длинные" ВСМ, т.е. молекулы с размером больше, чем $l_{кр}$. Как следует из распределений $G_{MW}(L)$ для нити ПЭ-1 (рис. 1), величина наиболее длинных ВСМ составляет около 36 нм и близка по значению к величине двойного большого периода $2D$. Известно [6], что количество межфибриллярных молекул-связок в ориентированных нитях, полученных из расплава низкомолекулярного ПЭ, незначительно, поэтому "длинные" ВСМ могут быть отнесены к внутрифибриллярным проходным молекулам-связкам, длина которых может составлять $l_{кр} + l_a$; $D + l_{кр}$ и $2D$. Для нити ПЭ-2, полученной из расплава высокомолекулярного ПЭ, основная часть в распределениях ВСМ по длинам также, как и для ПЭ-1, имеет длину, близкую к величине двойного большого периода. Появление "длинного хвоста" до 55 нм на правой стороне распределения (рис. 2) вызвано существованием ВСМ, которые могут быть обусловлены большим количеством межфибриллярных молекул-связок в нити ПЭ-2, препятствующим межфибриллярному скольжению и достижению больших степеней вытяжки. "Длинные" ВСМ могут быть включены не только в межфибриллярные молекулы-связки, но и во внутрифибриллярные проходные молекулы. Полученные результаты находятся в полном соответствии с результатами механических испытаний [7], из которых следует, что пленочная нить ПЭ-2 обладает лучшими, по сравнению с другими нитями, восстановительными свойствами именно вследствие большого количества межфибриллярных молекул-связок. Такой подход позволил нам более глубоко изучить структурные превращения, происходящие на различных стадиях получения полиэтиленовых нитей методом термовытягивания.

Заключение

В данной работе для объяснения структурных превращений, происходящих на различных этапах термовытягивания нитей, были проведены исследования трансформации выпрямленных сегментов цепей методом низкочастотной рамановской спектроскопии, что позволило расширить представления о структурных изменениях в процессе получения нитей методом ориентационной вытяжки. Было показано, что существенное влияние на процесс ориентационной вытяжки и на достижение предельных степеней ориентации оказывает количество межфибриллярных молекул-связок.

Список литературы

1. Peterlin A., Olf H.G., Peticolas W.L., Hilber G.W., Lippert I.L. Laser-Raman and x-ray study of the two-phase structure of polyethylene single crystals. // J. Polym. Sci. 1971. Part B. V. 9, № 8. P. 583-589.
2. Glotin M., Mandelkern L. On the use of the Raman-Active longitudinal acoustic mode in the study of crystallite size distribution in polyethylene. // J. Polym. Sci.; Polym. Letters Ed. 1983. V. 21, № 10. P. 807-811.
3. Snyder R.G., Krause S.J., Scherer J.R. Determination of the distribution of straight-chain segment length in crystalline polyethylene from the Raman LAM-1 band. // J. Polym. Sci., Polym. Phys. Ed. 1978. V. 16, № 9. P. 1593-1609.

4. Wang L.L., Porter R.S., Stidham H.D., Hsu S.L. Raman spectroscopic characteristic of the morphology of polyethylene reactor powder. // *Macromolecules*. 1991. V. 24, № 18. P. 5535-5538.
5. Марихин В.А. Структурные основы высокой прочности и жесткости частично-кристаллических полимеров: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Л., ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, 1991, 445 с.
6. Марихин В.А., Мясникова Л.П. Надмолекулярная структура полимеров. Л.: Химия, 1977. 240 с.
7. Васильева В.В. Структурные превращения и характеристики механических свойств при ориентационном вытягивании полиэтиленовых нитей: Дис. ... к. т. н. СПб, СПГУТД, 2004, 183 с.

УДК 620.178.3

ДЕФОРМАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ВБЛИЗИ ВЕРШИНЫ УСТАЛОСТНОЙ ТРЕЩИНЫ СМЕШАННОГО ТИПА (I+II)

Кибиткин В. В., Плешанов В. С., Лебедева Н. А., Панин В. Е.

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

Предложен алгоритм анализа деформационной структуры вблизи вершины усталостной трещины. Приведены типичные поля векторов необратимых смещений, измеренные вблизи вершины усталостной трещины. На основе сравнения этих полей смещений с векторными полями, полученными из уравнений линейной упругой механики разрушения, показан способ идентификации моды трещины и различие их деформационных структур. Показано, что деформационная структура вблизи вершины реальной усталостной трещины может быть представлена в виде совокупности мод I и II, каждая из которых может быть полной и/или неполной.

Большинство изделий работает при циклических напряжениях ниже предела текучести. Однако, в результате накопления повреждений в материале, происходит формирование и развитие несплошностей, которые, в конечном итоге, приводят к разрушению. Скорость роста трещин зависит от свойств материала, в частности от порогового значения коэффициента интенсивности напряжений (КИН) и его критического значения, а также от геометрии изделия (образца) и условий нагружения. Развитие усталости всегда сопровождается необратимой деформацией на разных масштабных уровнях. Пластическая деформация перед вершиной усталостной трещины играет особую роль.

Сравнительно недавно в России (г.Томск) был разработан оптико-телевизионный метод, позволяющий измерять (вычислять) смещения участков поверхности материала на основе обработки оптических изображений, последовательно зафиксированных в процессе его нагружения [1,2]. Результатом измерения является поле векторов необратимых смещений элементарных участков исследуемой поверхности $\vec{u}(x, y)$. Термин "поле смещений" по своему смыслу приближается к понятию "смещения точек поверх-

ности" [1], когда размер элементарного участка стремится к нулю. На основе математической обработки измеренного векторного поля можно получить распределение компонент тензора пластической деформации и главного пластического сдвига.

Оптико-телевизионный метод имеет высокую разрешающую способность (плотность векторов смещений $1,5 \times 10^3 - 3 \times 10^5 \text{ мм}^{-2}$), позволяет измерять широкий диапазон амплитуд смещений (0,2–15 мкм) при приемлемой погрешности. Чувствительность метода зависит от используемого оптического увеличения микроскопа. Метод и структурная схема его технической реализации близки методу Digital Image Correlation, развиваемому за рубежом [4].

В течение нескольких лет проводились экспериментальные исследования процесса накопления усталостных повреждений в металлических сплавах с различными видами концентраторов напряжений (отверстие, сварной шов, соединение внахлест) при циклическом растяжении. Пластическая деформация, сопутствующая развитию усталостной трещины, измерялась с помощью оптико-телевизионного измерительного комплекса TOMSC.

Было обнаружено, что на мезомасштабном уровне многоцикловая усталость металла представляет собой пятистадийный процесс. Он включает в себя стадию деформационного упрочнения и формирования усталостных трещин (I), квазихрупкий рост доминирующей трещины (II), ее хрупко-пластическое развитие (III), образование магистральной трещины (IV), зоны пластической вытяжки и разрушение (V). Особое внимание уделялось измерению пластической деформации перед вершиной трещины, которая связана с текущими значениями КИН и определяет скорость ее развития.

Длительность стадий и скорости необратимых смещений изменяются в широком диапазоне. Вид векторного поля перед вершиной трещины подобен векторным полям, предсказываемым линейной упругой механикой разрушения, что позволяет идентифицировать моду трещины (I, II, I+II). Однако, деформационная структура вблизи вершины трещины, как оказалось, существенно отличается от структуры, предсказываемой данной теорией.

Типичный вид поля векторов смещений перед вершиной трещины нормального отрыва (мода I) и распределение удельных (нормированных на один цикл приращения нагрузки ΔN) значений главного пластического сдвига $\gamma_{pl}(x,y)$ показаны на рис. 1.

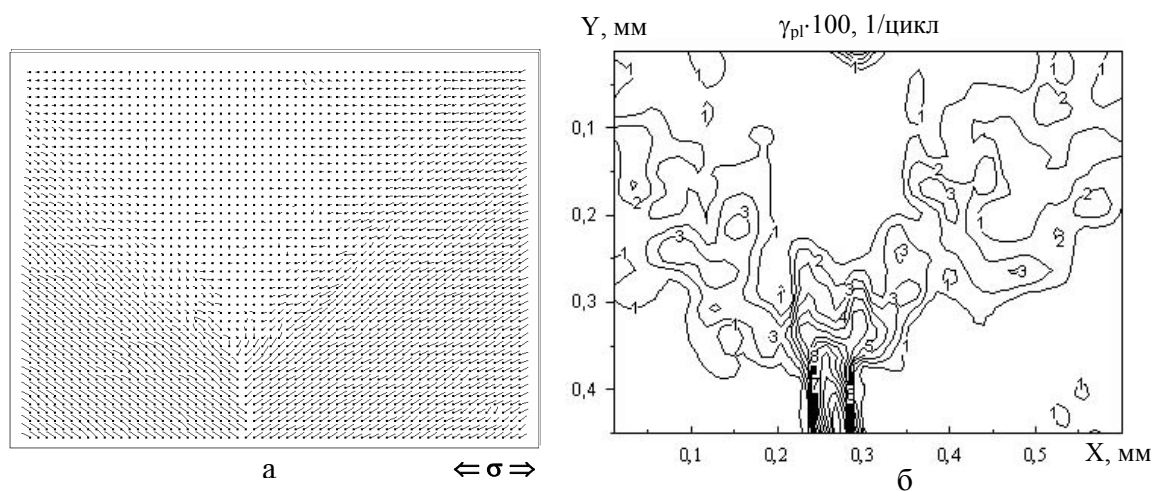


Рис.1. Типичное поле смещений перед вершиной усталостной трещины нормального отрыва (тип I, а) и соответствующее распределение главного пластического сдвига γ_{pl} (б). $N=66 \cdot 10^3$, $\Delta N=10^3$. Сварное соединение стали 10Г2С.

Степень накопления повреждений в локальных областях материала можно количественно характеризовать главным пластическим сдвигом γ_{pl} , который не зависит от выбора системы координат [3,5] и определяет деформационную структуру вблизи вершины трещины. Он рассчитывается по формуле (1):

$$\gamma_{pl} = \sqrt{(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})^2 + 4\varepsilon_{xy}^2} / \Delta N, \quad (1)$$

где: ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{xy} – компоненты тензора пластической деформации, ΔN – приращение циклической нагрузки.

Видно, что смещения приблизительно симметричны относительно линии трещины, а их амплитуда уменьшается при удалении от вершины к краю образца. Под действием внешней растягивающей силы берега трещины раскрываются, а вследствие действия максимальных касательных напряжений перед вершиной трещины образуются две боковые полосы пластичности. Угол между границами полос пластичности в эксперименте составлял $\pm(45-60^\circ)$.

Таким образом, деформационная структура вблизи вершины усталостной трещины характеризуется локальной зоной непосредственно перед вершиной (ЗТ) и двумя боковыми полосами пластичности, где значения $\gamma_{pl}(x,y)$ в несколько раз ниже. Это соответствует схеме нагружения (циклическое растяжение), и хорошо согласуется с известными литературными данными [6]. Зависимости средних значений $\gamma_{pl}(v)$ в полосах пластичности от циклической нагрузки для сварного соединения стали 10Г2С могут быть приблизительно описаны формулой $\gamma_{pl} = \gamma_0 \cdot \exp(\beta v)$, где $\gamma_0 = 5 \cdot 10^{-8}$, $\beta = 8,3$, а v – циклическое отношение ($v = N/N_{max}$). Значения γ_{pl} в целом экспоненциально растут, начиная с третьей стадии и вплоть до разрушения, изменяются приблизительно на три порядка и для обеих вершин трещины примерно равны [7].

Исследования механизма многоциклового усталости соединенных внахлест пластин показали, что развитие трещины может сопровождаться продольными сдвигами ее берегов. При этом перед ее вершиной регистрируется аккомодационное пластическое течение, подобное незамкнутому вихрю (рис. 2,а). При расчете γ_{pl} принималось, что течение плавно изменяет свое направление. Тогда векторное поле можно записать в полярной системе координат в виде (2):

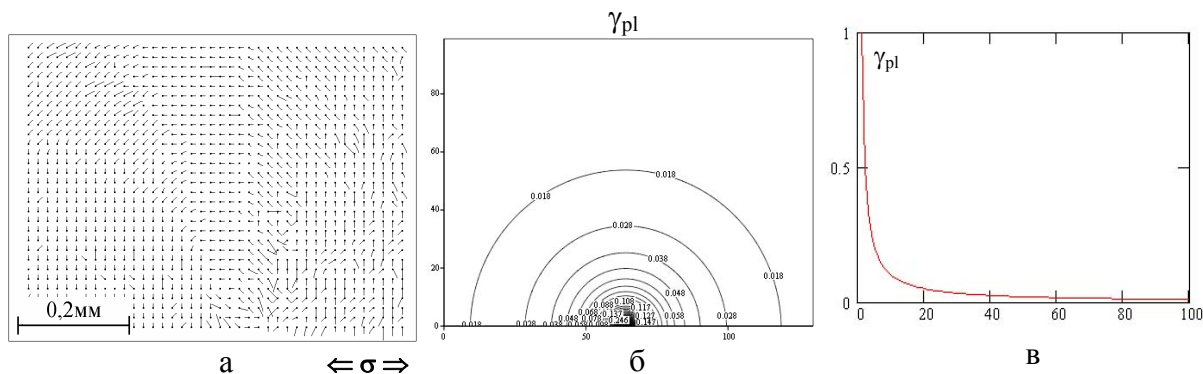


Рис.2. Поле смещений перед вершиной трещины поперечного сдвига (мода II, а), соответствующее распределение γ_{pl} (б) и его поведение в радиальном направлении (в). $N=285 \cdot 10^3$, $\Delta N=0,3 \cdot 10^3$. Соединенные внахлест пластины алюминиевого сплава Д16АТ.

$$\vec{u}(x, y) = u_0 \vec{e}_\theta. \quad (2)$$

Здесь $u_0=1$ мкм. Из (1) и (2) можно рассчитать $\gamma_{pl}(x,y)$. Видно (рис.2,б), что деформационная структура трещины моды II обладает радиальной симметрией, а значения γ_{pl} быстро убывают при удалении от вершины трещины (рис.2,в). Поэтому можно считать, что структура вершины трещины поперечного сдвига включает в себя зону непосред-

венно перед вершиной, где скорость накопления повреждений очень высока, смежную область, где повреждения материала, по крайней мере, на порядок меньше и периферийную. Формула (2) не учитывает уменьшения амплитуды сдвигов при удалении от вершины трещины.

На основе модели [5] в работе [8] были построены поля упругих смещений (рис.3) перед вершиной трещины типов I, II и (I+II). Видно, что для моды I (рис. 3,а) точки поверхности смещаются под некоторым углом к оси растягивающей внешней силы. Этот угол максимален вдоль линии трещины и стремится к нулю при удалении от нее, где влияние трещины уменьшается. Перед вершиной трещины моды II (рис.3,б) под действием сдвига, поперечного фронту трещины, упругие смещения интегрально имеют характер незамкнутого вихря, что отражает аккомодационный поворот материала. Амплитуда смещений возрастает при удалении от вершины трещины пропорционально $\sqrt{r}$, что связано с накоплением упругих суммарных смещений.

Таким образом, вид полей смещений, регистрируемых в эксперименте, в целом подобен полям смещений мод I и II, предсказываемым теорией. Это позволяет идентифицировать моду трещины (I, II, I+II). Однако, для полей необратимых смещений отсутствует фактор $\sqrt{r}$, и при удалении от вершины трещины амплитуды смещений постепенно уменьшаются до нуля.

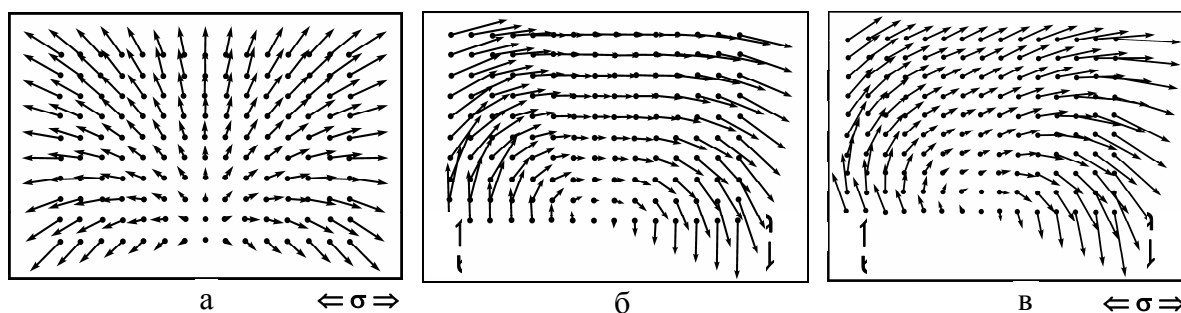


Рис.3. Упругие поля смещений перед вершиной трещины нормального отрыва (а, мода I), поперечного сдвига (б, мода II) и смешанного типа (в, мода I+II). $K_{II}/K_I = 2$ (теория).

Для модели трещин мод I и II (рис.3) были рассчитаны распределения главного сдвига γ перед вершиной трещины (рис.4). Расчеты велись с помощью программы вычислительной математики Mathcad. Программа позволяет в символьной форме вычислять производные, а ранжированная форма переменных облегчает расчеты. Пространственные координаты задавались в дискретной форме. Уравнения для полей смещений переписывались для декартовой системы координат.

Видно, что для трещины нормального отрыва (рис.4,а) основная деформация сосредоточена слева и справа от вершины и постепенно убывает в тангенциальном направлении. Для трещины поперечного сдвига (мода II) теория предсказывает две боковые полосы локализации деформации вблизи направления максимальных касательных напряжений, где значения γ максимальны (рис.4,б).

Отсюда следует, что структура трещины типов I и II, предсказываемая линейной упругой механикой разрушения, не соответствует деформационной структуре трещины, измеряемой в эксперименте.

В условиях простой схемы нагружения (циклическое растяжение), наряду с модой I, часто регистрируется комплексный характер полей смещений. Неоднородность свойств материала (например, сварной шов) и/или условия испытания (например, фреттинг-коррозия) усиливают влияние дополнительной моды разрушения.

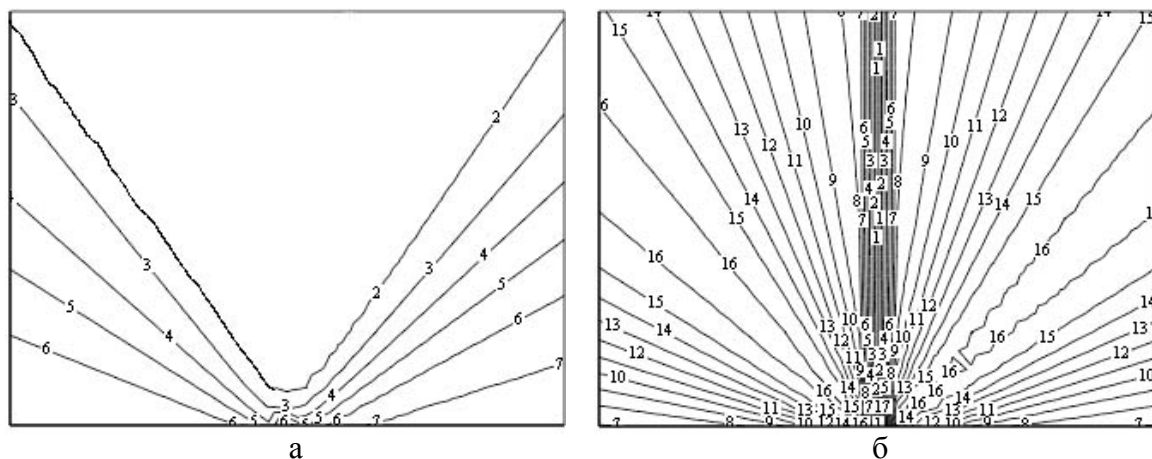


Рис. 4. Распределение главного сдвига $\gamma(x,y)$ перед вершиной трещины моды I (а) и II (б).

На основе свойств симметрии (асимметрии) упругих полей базовых мод I и II (теория) можно разложить поле смещений смешанной моды (I+II) на базовые векторные поля [8]. Такой подход применим и для неупругих малых смещений. На рис. 5 показан пример работы алгоритма. Видно, что раскрытие трещины (мода I) сопровождается аккомодационным пластическим течением перед ее вершиной (мода II).

Учет моды II позволяет скорректировать значение деформационного параметра трещиностойкости–раскрытие вершины трещины. Это соответствует параметру CTOD (crack tip opening displacement), используемому за рубежом. Этот параметр связан с текущими значениями КИН. Сравнивая его с критическим значением КИН K_{IC} , можно оценить механическое состояние тела с трещиной.

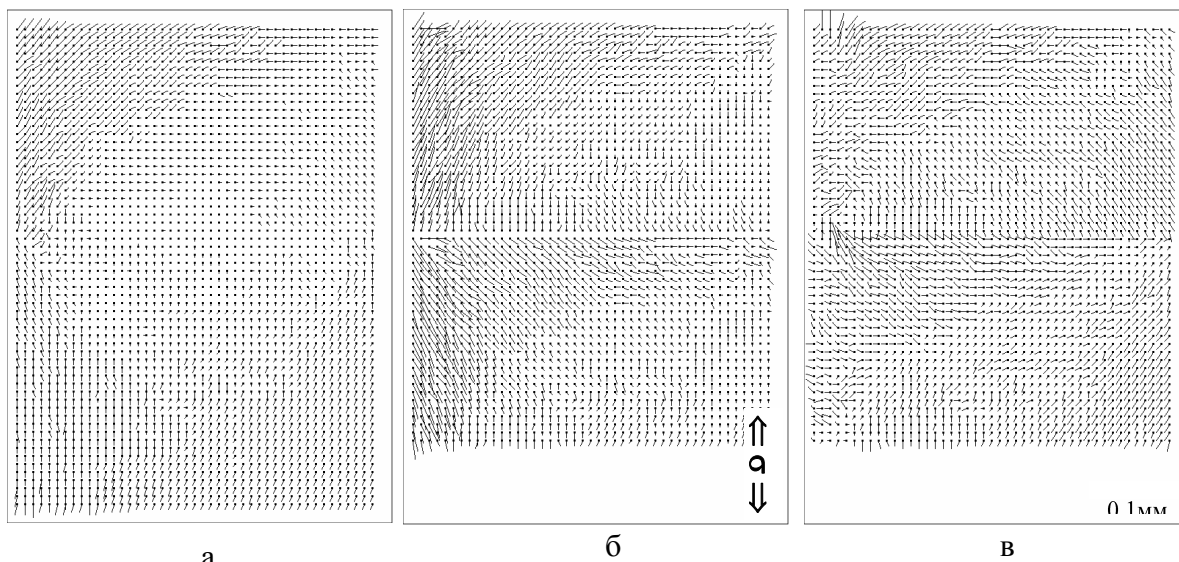


Рис.5. Поле смещений перед вершиной усталостной трещины (а) и его разложение на базовые моды (б,в). $N = 58,5 \times 10^3$, $\Delta N = 2 \times 10^3$. Сварное соединение стали 10Г2С.

Реально в эксперименте встречаются как полная, так и неполная моды усталостных трещин I и II. Неполной модой будем называть векторное поле соответствующего типа (I или II), развивающееся лишь по одну сторону от вершины трещины (рис.6). Развитие трещины по неполной моде связано не столько с ее ветвлением, сколько со сложным напряженным состоянием перед ее вершиной и неоднородностью металла, обуславливающие неодинаковую скорость накопления повреждений слева или справа от вершины трещины.

Деформационная структура неполной моды трещины нормального отрыва (рис.6,а) включает в себя зону непосредственно перед вершиной и лишь одну боковую полосу пластической деформации. Структура неполной моды II (рис.6,б) образует некоторый сектор, в пределах которого накапливаются повреждения материала. В экспериментах наблюдалось, что с ростом длины трещины возрастает и угол "сектора" неполной моды II.

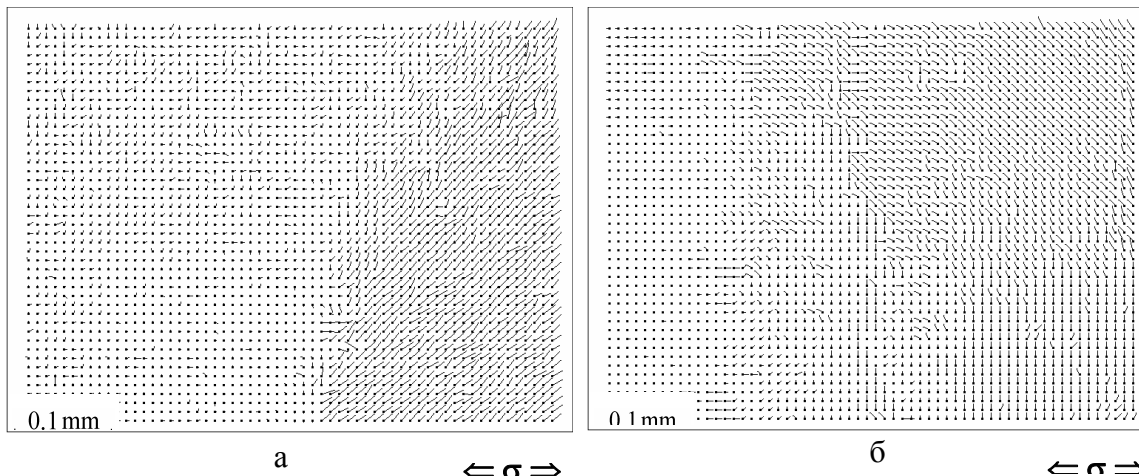


Рис. 6. Поля смещений перед вершиной трещины, соответствующие неполной моде I (а) и II (б). $N=112 \cdot 10^3$, $\Delta N=6 \cdot 10^3$ (а); $N=277 \cdot 10^3$, $\Delta N=10^3$ (б). Соединенные внахлест пластины алюминиевого сплава Д16АТ.

Таким образом, деформационную структуру вблизи вершины реальной усталостной трещины можно представить в виде совокупности мод I и II, каждая из которых может быть полной и/или неполной. Это позволит более точно оценивать пространственное распределение повреждений перед вершиной трещины и вклад каждой моды в накопление повреждений и скорость развития трещины.

Список литературы

1. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов. Т. 1. / Под ред. В.Е. Панина. – Новосибирск: Наука, 1995. – 298 с.
2. Панин В.Е., Плешанов В.С., Кибиткин В.В., Сапожников С.В. Анализ полей векторов смещений и диагностика усталостного разрушения алюминиевого сплава на мезоуровне // Дефектоскопия. – 1998. – №2. – С. 80 – 87.
3. Филин А.П. Прикладная механика твердого деформируемого тела. – М.: Наука, 1975. – Т.1. – 832 с.
4. Zili S., Jed S., Stephen R. Measuring Microscopic Deformations with Digital Image Correlation, Optics and Lasers in Engineering, 1997, N27, pp. 409–428.
5. Хеллан К. Введение в механику разрушения. М.: Мир, 1988. 364 с.
6. Механика разрушения и прочность материалов: Справ. пособие. Т. 4. / Под ред. В.В. Панасюка. Киев: Наукова думка, 1990. – 680 с.
7. Плешанов В.С., Панин В.Е., Кибиткин В.В., Лебедева Н.А. Эволюция мезоструктуры и кинетика накопления усталостных повреждений в сварных соединениях конструкционной стали в условиях, близких к плоскому напряженному состоянию // Физическая мезомеханика. – 2001. – Т.4. – №6. – С. 105 – 117.
8. Кибиткин В.В., Лебедева Н.А., Плешанов В.С. Выделение базовых мод разрушения при развитии усталостной трещины по смешанному типу // Физическая мезомеханика. – 2004. – Т.7. – №2. – С. 35 – 39.

УДК 539.43

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТЕРИ УСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМЫ С ДВУМЯ КОНЦЕНТРАТОРАМИ НАПРЯЖЕНИЙ

Иванов А. М., Лукин Е. С.

Институт физико-технических проблем Севера СО РАН, г. Якутск, Россия

a.m.ivanov@iptpn.ysn.ru, lukin@iptpn.ysn.ru

Рассматривается вопрос устойчивости системы двух круговых отверстий в хрупком полимерном материале. Изложены результаты экспериментов на одноосное растяжение плоских образцов из полиметилметакрилата (ПММА) и тепловизионных измерений. Определены условия наступления потери устойчивости такой системы.

Введение

Известно, что концентрация напряжений является одним из конструктивных факторов, определяющих прочность и ресурс деталей машин и элементов конструкций. Прочность среды определяется наличием и взаимодействием дефектов. Изучение кинетики деформирования и устойчивости среды с дефектами имеет важное значение для построения модели такой среды, прогнозирования разрушения среды в целом.

Установление характера взаимодействия дефектов, например геометрических концентраторов напряжений, трещин и т.д., при деформировании образцов из материалов различной природы позволяет выявить закономерности их разрушения.

Для регистрации трещин в различных материалах обычно используются физические методы, такие как рентгеновский, оптический, акустическая эмиссия, оптическая и электронная микроскопия. Данные методы, основанные на различных физических принципах, имеют свои преимущества и недостатки, отличаются чувствительностью и диапазоном измерений и т.д.

Для анализа процесса разрушения применяются различные подходы, направленные на установление потери устойчивости системы дефектов. Максимальное напряжение на контуре отверстия при различных типах нагружения элементов конструкций с рядом отверстий оценивается с учетом коэффициента концентрации напряжений [1 и др.]. Одним из физически обоснованных критериев является концентрационный критерий разрушения, определяющий переход от стадии накопления стабильных микротрещин в стадию макроразрушения [2, 3]. Концентрационный критерий разрушения широко применяется для прогноза землетрясений и используется в качестве предвестника. Данный подход основывается на оценке концентрации сейсмогенных разрывов [4]. В [5] в результате серии экспериментов установлены устойчивые предвестники динамического разрыва перемычки между концентраторами, вызванные перераспределением напряжений при параллельном нагружении образцов, изготовленных из цемента и кварцевого песка.

Постановка задачи

Проведение экспериментов в лабораторных условиях на модельных образцах позволяет установить общие закономерности процесса разрушения. Рассматривается случай двух круговых отверстий одинакового диаметра.

Цель данной работы – исследование потери устойчивости системы двух круговых отверстий, выполненных в пластине из полиметилметакрилата (ПММА) с помощью экспресс-метода, основанного на регистрации теплового импульса при разрыве.

Выбранный метод должен обеспечить определение начала разрушения по сопровождающему данный процесс тепловому импульсу, а техническое средство - необходимое быстроедействие и точность регистрации разрыва перемычки между отверстиями.

Методы исследования

Метод теплового излучения, основанный на регистрации и анализе изменения температуры при деформировании и разрушении материала, позволяет установить момент начала разрушения по тепловому импульсу. Механические испытания на одноосное растяжение плоских образцов с двумя концентраторами напряжений в виде круговых отверстий из ПММА проведены на универсальной испытательной машине «Инстрон-1195». Скорость нагружения составляла $3,3 \cdot 10^{-5} \text{ мс}^{-1}$. Для регистрации тепловых импульсов использовался тепловизор ТКВр-ИФП (Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск). Техническая характеристика тепловизора приведена в [6].

Результаты эксперимента и их обсуждение

Образец из ПММА представлял собой пластину размером $160 \times 50 \times 2 \text{ мм}$. В образцах симметрично относительно осевой линии выполнялись два круговых отверстия. Варьировалось отношение расстояния между центрами отверстий к их диаметру. Коэффициент концентрации напряжений, когда нагрузка воспринимается минимальным сечением (рис.1,а), определяется как [1]

$$K_{mB} = \frac{\sigma_{\text{максВ}}}{\sigma} \frac{(1 - a/b)}{\sqrt{1 - (a/b)^2}}.$$

На рис.1,б в качестве примера представлено изменение температуры в образце, зарегистрированного с прямоугольного участка, охватывающего отверстия, в процессе нагружения при значении параметра концентрации напряжений $\chi = 1/\mu a = b/a = 1,1$. Здесь $\mu = 1/b$ - линейная плотность (концентрация) отверстий. Число кадров $N=20$ соответствует 1 с. Снижение температуры по линейному закону характеризует упругий характер деформирования. Как видно, первый всплеск на температурной кривой соответствует разрыву перемычки между отверстиями, а второй – разрушению всего образца.

Анализ зависимости времени до разрыва перемычки между отверстиями от коэффициента концентрации напряжений (рис.2) показывает, что, начиная со значений $K_{mB} = 1,42$, т.е. с увеличением отношения b/a , влияние перемычки практически отсутствует, иными словами разрыв перемычки и опасного сечения совпадают. Здесь время до разрушения представлено в относительных величинах: как отношение времени до разрыва перемычки к времени до разрушения образца по опасному сечению. Полу-

ченные данные наглядно демонстрируют повышение активности взаимодействия отверстий с увеличением концентрации напряжений в точке на контуре отверстия, расположенной на сечении между отверстиями, а также с уменьшением параметра концентрации напряжений. При расстояниях между отверстиями, достаточных для перекрытия полей напряжений от них, происходит их взаимодействие при соответствующем уровне напряжений. Взаимодействие концентраторов напряжений сопровождается потерей устойчивости системы дефектов и возникновением более крупного дефекта.

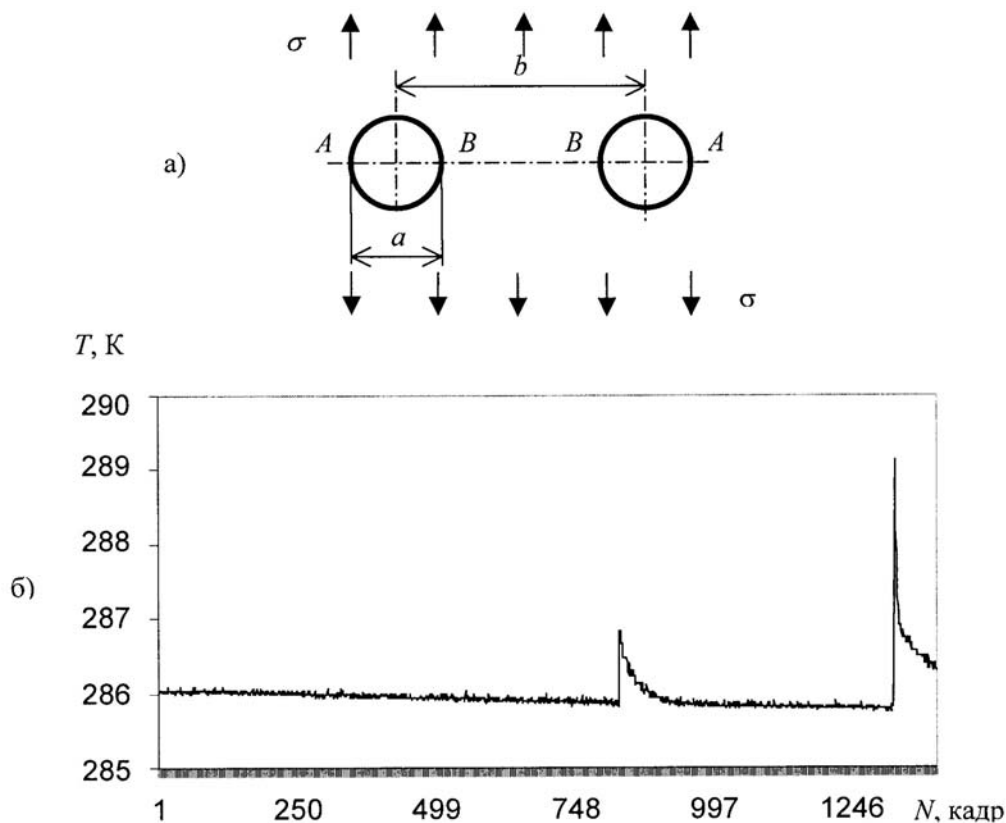


Рис.1. Схема образца с отверстиями (а) и изменение максимальной температуры на выделенном участке поверхности образца в процессе нагружения (б).

$$\bar{\tau} = \tau_{\text{перем.}} / \tau_{\text{нетто-сеч.}}$$

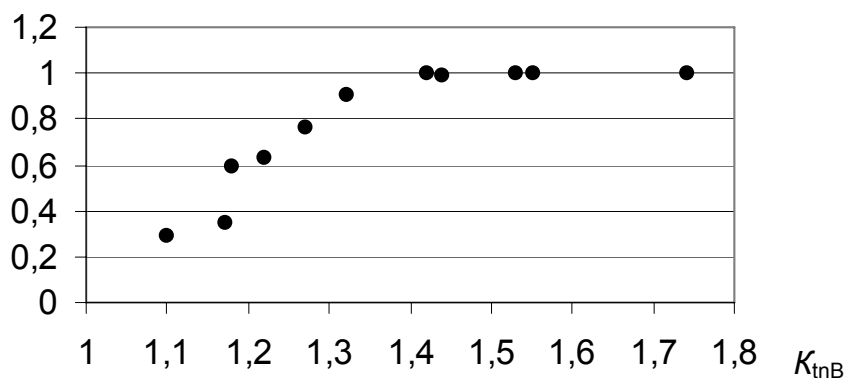


Рис.2. Зависимость момента разрыва перемычки между двумя круговыми отверстиями от коэффициента концентрации напряжений в точке В.

Выводы

1. Применение тепловизионных средств измерения дает возможность определить начало разрушения (разрыв перемычки между дефектами и полное разрушение образца) по тепловому импульсу при статическом нагружении.

2. При одноосном статическом растяжении пластин из ПММА с двумя круговыми отверстиями одинакового диаметра разрыв перемычки между ними за счет их активного взаимодействия еще до полного разрушения по опасному сечению наступает при значениях коэффициента концентрации напряжений $K_{mB} = 1,42$.

Работа выполнена при финансовой поддержке по Программе 3.11 фундаментальных научных исследований секции механики Отделения энергетики, машиностроения, механики и процессов управления РАН (проект 4).

Список литературы

1. Петерсон Р. Коэффициенты концентрации напряжений / Пер. с англ. - М.: Мир, 1977. – 304с.
2. Журков С.Н., Куксенко В.С., Петров В.А., Савельев В.Н., Султанов У.С. Концентрационный критерий объемного разрушения твердых тел // Физические процессы в очагах землетрясений. – Под ред. Садовского М.А. и Мечкина В.И. – М.: Наука. – С. 78-86.
3. Садовский М.А. Избранные труды. Геофизика и физика взрыва. – М.: Наука. – 1999. – 335с.
4. Завьялов А.Д., Смирнов В.Б. Учет фрактальности в расчетах концентрационного критерия разрушения // Геофизика и математика: материалы Второй Всероссийской конференции. – Пермь, 10-14 декабря 2001 г. Под ред. Страхова В.Н. - Пермь: ГИ УрО РАН. – 2001. – С.103-110.
5. Садовский М.А., Соболев Г.А., Андреев В.О. и др. Исследование предвестников разрушения на модели неоднородной среды // ДАН СССР. – 1986. – Т. 287. - №6. – С. 1354-1357.
6. Тепловизор компьютерный для исследования в реальном масштабе времени ТКВр-ИФП //Техническое описание и инструкция по эксплуатации прибора. – Новосибирск. - ИФП ОИФП СО РАН. – 2002. - 12 с.

УДК 539.8; 536

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ КВАРЦА ПРИ МИКРОИНДЕНТИРОВАНИИ

Шикимака О. А., Грабко Д. З.

Институт прикладной физики Академии Наук Молдовы, Кишинэу, Молдова,
olshi@phys.asm.md

Используя методы атомно-силовой (АСМ), растровой электронной (РЭМ) и оптической микроскопии (ОМ) в сочетании с методом химического травления, в работе исследованы основные закономерности деформирования кристаллов SiO_2 при микроиндентировании. Высказано предположение о пластическом деформировании кварца под дей-

ствием концентрированной нагрузки по особому механизму двойникования, механизму атомарно-ротационного типа, с наноскопическим изменением формы в отличие от обычного (трансляционно-ротационного) двойникования.

1. Введение

В настоящее время однозначно установлено, что при одинаковых условиях микроиндентирования (температура деформирования, величина нагрузки) одни материалы деформируются исключительно пластически, в других же деформация сопровождается заметным хрупким разрушением [1-3]. Возникает вопрос, какова взаимосвязь этих двух процессов, в каких материалах и при каких условиях преобладают процессы пластического деформирования или процессы хрупкого разрушения?

Изучение большой группы кристаллов с ионным, ионно-ковалентным и ковалентным типом связи при микроиндентировании показало, что эти два процесса являются двумя сторонами одного и того же свойства – способности кристалла к релаксации экстремально высоких внутренних напряжений, возникающих в объеме твердого тела при действии концентрированной внешней нагрузки [3,4]. Чем выше способность к перераспределению напряжений внутри кристалла [3-5], тем больше склонность к пластическому деформированию, тем меньше вероятность хрупкого разрушения, и наоборот.

Однако, несмотря на установленные закономерности, очень много вопросов остаются неясными. Например, когда мы говорим о способности кристалла к релаксации внутренних напряжений, возникает вопрос, какие факторы способствуют этому процессу, а какие тормозят его? Какие из этих факторов являются главными, а какие играют менее важную, второстепенную роль? Считается, что одним из основных параметров пластичности кристаллов является подвижность индивидуальных дислокаций. В этом случае встает вопрос, какие механизмы деформирования участвуют в процессе создания отпечатка твердости в кристаллах со сложной структурой, в которых подвижность индивидуальных дислокаций чрезвычайно мала?

Дальнейшее исследование указанных вопросов является предметом изучения в настоящей работе. Для этой цели были выбраны монокристаллы кварца, а именно, его низкотемпературная модификация, известная просто под названием “кварц”. Выбор обусловлен тем, что к настоящему времени в плане установления закономерностей деформирования кристаллов при действии сосредоточенной нагрузки более детально изучены представители высших сингоний (кубической, гексагональной). Кристаллы же более низких сингоний (тригональной, ромбоэдрической и др.) до сих пор остаются мало исследованными по причине сложности структуры, и как следствие, низкой подвижности дислокаций в них и, соответственно, повышенной хрупкости при обычных температурах. К подобным соединениям принадлежат и кристаллы кварца.

Как известно [6], кристаллы кварца (SiO_2) относятся к тригональной сингонии в интервале температур 273-873K и к гексагональной сингонии в интервале - 873-1143K. В кристаллах SiO_2 , относящихся к первому классу, отсутствует центр симметрии и плоскость симметрии. У кристаллов кварца могут наблюдаться двойники по трем основным законам: дофинеysкому, бразильскому, японскому [7].

При любых видах механических воздействий кристаллы кварца разрушаются без видимого изменения формы. Разрушение этих кристаллов долгое время считалось абсолютно хрупким. Однако авторы работы [8] показали, что кристаллы кварца могут двойниковаться под действием концентрированной нагрузки. Оптические и рентгенографические данные выявили, что при механическом двойниковании возникают двойники по дофинеysкому закону, т.е. двойники вращения. Угол поворота при этом может равняться 60° или 180° . Подчеркивая, что при механическом двойниковании кварца отсутствует макроскопическое смещение вещества (как, например, в кальците), авторы

работы [8] отнесли это явление (наряду с известными, деформацией скольжением и обычным двойникованием), к третьему виду остаточной деформации кристаллов - двойникованию без изменения формы.

Однако исследованиями последних лет [3,9-11] установлено, что деформирование кристаллов кварца при микроиндентировании сопровождается образованием остаточного пластического отпечатка твердости наряду с определенным вкладом хрупкого разрушения в зависимости от приложенной нагрузки. Поэтому представляет большой интерес продолжение исследований в этом направлении с применением современных прецизионных технологий (РЭМ и АСМ) для выяснения основных закономерностей процесса пластического деформирования кристаллов SiO_2 .

2. Методика эксперимента

Индентирование кристаллов кварца производилось на приборе ПМТ-3 по методу Виккерса [1] на грани (0001), расположенной перпендикулярно оси третьего порядка (Z-срез). Деформирование проводилось при комнатной температуре (T_k) и при $T = 800\text{K}$. Часть кристаллов, деформированных при T_k , затем подвергались отжигу в течение 2 час при $T = 1300\text{K}$ для наблюдения за изменением зоны деформации вокруг отпечатков.

Выявление тонкой структуры кристаллов производилось методами ОМ, РЭМ и АСМ. Для этих целей использовали оптические микроскопы Amplival, Neophot и поляризационно-оптический микроскоп МПД. ЭМ исследования проводились на приборах фирм LECO и TESLA. Атомно-силовой микроскоп марки Nanostation был использован для получения прецизионных данных о рельефе поверхности вокруг отпечатков индентора и для выявления тонкой структуры поверхности отпечатков. Контроль хрупких свойств кристаллов кварца, проявляемых при индентировании, проводился на специальной установке для измерения сигналов акустической эмиссии [1]

3. Результаты эксперимента и обсуждение

Прежде всего, была изучена микроструктура отпечатка и его окрестностей и микротвердость по вдавливанию с использованием разных нагрузок на индентор в интервале $(0.2 - 5.0)N$. Начиная с нагрузок $0.5N$, вокруг отпечатков были отмечены микротрещины, распространяющиеся радиально от вершины отпечатка на расстояния, примерно в два раза превышающие диагональ отпечатка. Размер и количество микротрещин росли при увеличении нагрузки. Начиная с нагрузки $P = 2.0N$, в зоне деформации наряду с тонкими длинными трещинами стали возникать светлые блики (ореолы), вероятно, представляющие собой горизонтальные подповерхностные трещины, и отколы кристалла, радиально распространяющиеся от отпечатка. При максимальной использованной нагрузке $5.0N$ в зоне деформации наблюдались области разрушения в форме ракушек с дугообразными гофрированными полосками деформации. Зона самого отпечатка при этом была подвержена более сильному дроблению на мелкодисперсные, субмикронные частицы [3]. Разрушение такого типа вызвано, как нам кажется, релаксационными процессами, происходящими в материале после удаления индентора. Напряжения, возникающие под отпечатком при $P < 2.0N$, не столь велики, и при снятии нагрузки кристалл способен уменьшить их за счет формирования микротрещин материала за пределами отпечатка.

При возрастании же внешней нагрузки до значений ($P = 3.0-5.0N$) сжатие решетки в области контакта достигает критического состояния, а аккумулированные в процессе нагружения кристалла упругие напряжения столь велики, что процесс сброса напряжений происходит с огромной скоростью, и при их релаксации наблюдается взрыв

ной эффект с дроблением приповерхностного слоя отпечатка до уровня мельчайших, наноразмерных частиц. Отметим, что наблюдаемый эффект согласуется с теоретическими оценками из теории пластичности [12], где показано, что максимальные напряжения сжатия при вдавливании клина в изотропное тело формируются в области, расположенной непосредственно под вершиной индентора. Следует также отметить, что специфика разрушения зоны вокруг отпечатков не отражает симметрию грани, а скорее напоминает картину деформирования и разрушения изотропного, хрупкого материала, вызванную напряженным состоянием при действии сосредоточенной силы.

Возрастание степени хрупкого разрушения при увеличении приложенной нагрузки сказалось и на величине получаемой микротвердости (H), которая, как следует из рис.1, ступенчато уменьшается при переходе от маленьких нагрузок к большим. При нагрузках $0,5 N$ и $1,6 N$ наблюдаются перегибы на кривой $H(P)$, что, по нашему мнению, является свидетельством скачкообразного изменения характера разрушения в зоне деформации при переходе от одной нагрузки к другой и коррелирует с результатами изучения топографии поверхности вокруг отпечатков.

В пользу вышесказанного свидетельствуют и результаты измерений хрупкости кварца методом регистрации сигналов АЭ, возникающих в кристаллах в процессе внедрения индентора и при его удалении (Рис.2). Из рисунка хорошо видно, что сигналы АЭ возникают при всех, даже самых малых P , т.е. там, где хрупкого разрушения не наблюдалось. Количество сигналов АЭ растет с ростом нагрузки, и как следовало ожидать, находится в обратной связи с изменением H . Причем, сигналы АЭ возникают как в процессе углубления индентора, так и при его удалении. Однако в работах [1,9] наблюдениями “in situ” показано, что под индентором отпечаток является пластичным, а его хрупкое разрушение происходит в момент удаления индентора. Следовательно, можно предположить, что сигналы АЭ, возникающие в процессе формирования отпечатка твердости, могут быть вызваны не только образованием микротрещин, но и другими механизмами, например, двойникованием или ротацией микроучастков кристаллической структуры, в соответствии с мнением авторов работ [7,8].

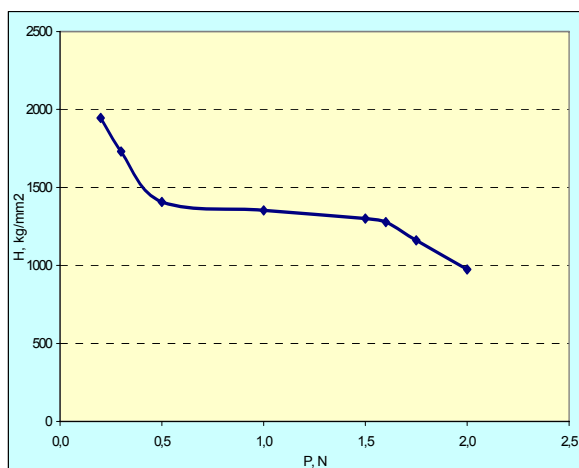


Рис.1. Зависимость микротвердости от нагрузки на грани (0001) монокристаллов SiO_2 (Значение микротвердости при $P=0.2N$ получено путем измерения отпечатка с помощью атомно-силового микроскопа).

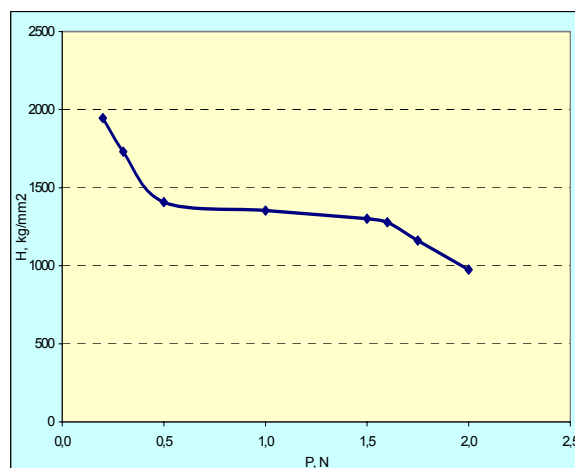


Рис.2. Зависимость числа сигналов АЭ (ΣN), возникающих в SiO_2 в процессе внедрения индентора (N_1) (светлые участки) и при его удалении (N_2) (темные участки) в зависимости от величины приложенной нагрузки (P). P, N : 1-0,1; 2-0,2; 3-0,5; 4-1,0; 5-1,5; 6-2,0.

Для проверки выдвинутого предположения требуется использование прецизионных методов. Исследования, проведенные методом АСМ, РЭМ и ОМ в сочетании с методом химического травления, подтвердили и углубили высказанное предположение.

Для исследования рельефа поверхности вблизи отпечатка методом АСМ были выбраны две нагрузки: 0.2 и 2.0N. Такой выбор был обусловлен тем, что при первой нагрузке отпечаток при просмотре в ОМ выглядел пластичным, без разрушений, при второй уже существовали разрушения двух типов (тонкие трещины и ореолы). 3D-изображение поверхности в разных проекциях для обеих нагрузок представлено на рис.3, 4.

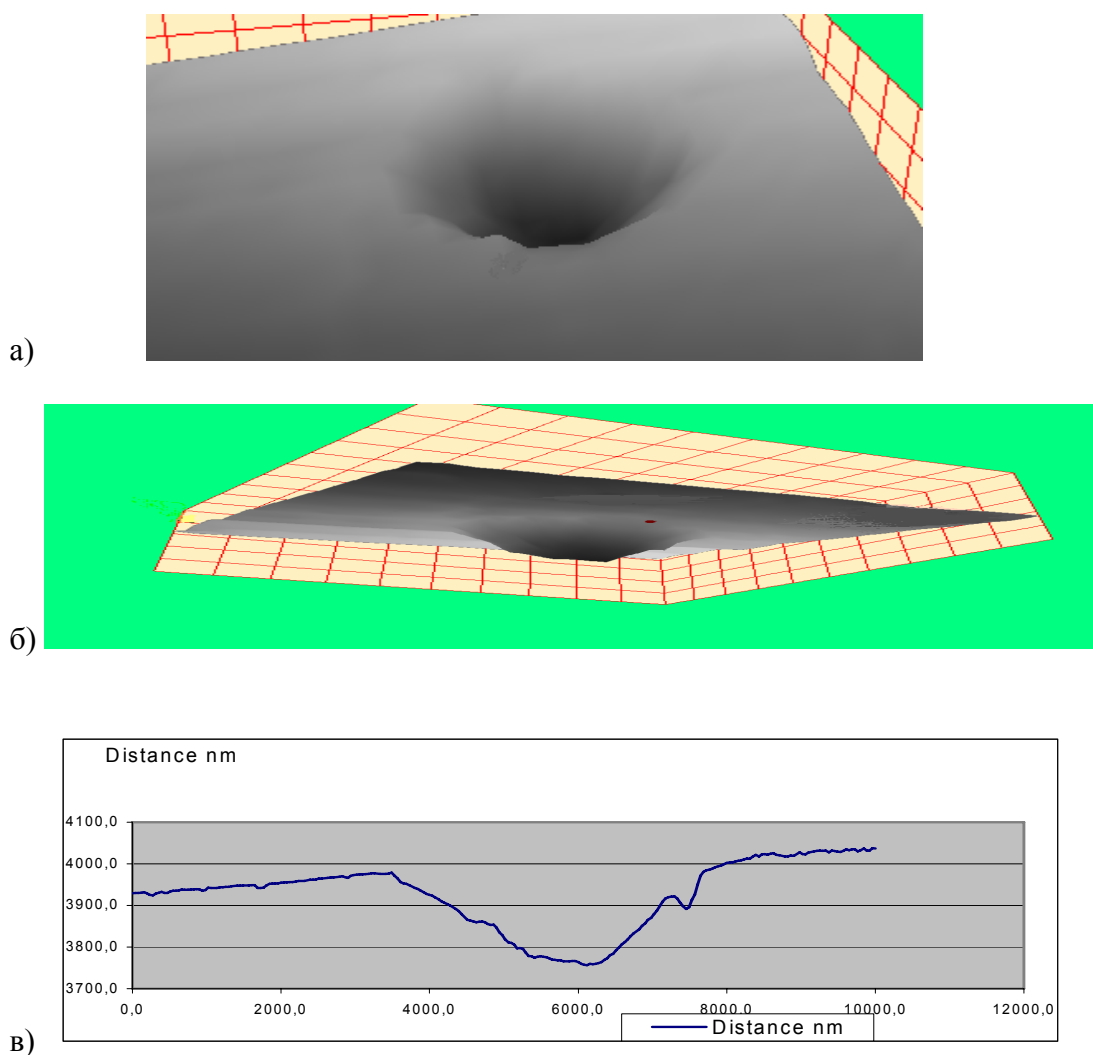


Рис.3. SiO₂. Изображение отпечатка и рельефа поверхности вокруг него, полученные при сканировании поверхности в атомно-силовом микроскопе. а – Масштаб по [xy]: 1: 100 nm. P= 0.2N; а – вид сверху; б, в – проекция снизу и в сечении.

Анализ снимков показал следующее. При вдавливании пирамиды Викаversa с нагрузкой 0.2N формируется пластичный, без разрушений, остаточный отпечаток. На гранях отпечатка можно отметить некоторую гофрированную поверхность в виде фасок (Рис.3,а). Подобные фаски наблюдали авторы работы [13] при сжатии кристаллов NaCl вдоль оси [001] и показали, что они связаны с переориентацией микрообластей кристаллической решетки. Указанная выше разориентировка также просматривается в другой проекции и в сечении (Рис.3, б, в). Т. е. поверхность отпечатка не является абсо-

лютно гладкой, а представляет собой некоторые ступеньки, выступы и углубления, ориентированные друг относительно друга на небольшой угол. Представляется, что наличие этих неровностей поверхности имеет ту же природу, что и появление трещин и отколов при больших нагрузках, т. е. является следствием прошедшей релаксации внутренних напряжений кристалла во время разгрузки и после полного удаления индентора. Отличие заключается в том, что при малой нагрузке напряжения в объеме, вызванные гидростатическим сжатием от действия индентора, не достигли критических величин, и для установления стабильного равновесия после удаления нагрузки оказалось достаточным совершить небольшие допустимые развороты микроучастков кристалла без нарушения сплошности. При этом процесс восстановления отпечатка, как нам кажется, сопровождается перестройкой деформированной структуры, образовавшейся во время нагружения, с возможным участием различных механизмов (двойникового, дислокационного и др.) и, как следствие, трансляционно-ротационного перемещения материала.

Обращает на себя внимание еще один немаловажный факт – формирование изогнутых уровневых контуров на поверхности вокруг отпечатка (Рис. 4,а), которые имеют определенную направленность и могут свидетельствовать о формировании холмиков вытесненного материала вокруг отпечатка, т. е. о закономерном изменении уровня поверхности в районе, прилегающем к отпечатку. Сказанное подтверждается и наблюдением за формой рельефа внутри и за пределами отпечатков как в 3D-изображении (Рис.3,б, 4,б), так и в поперечном сечении отпечатка (Рис.3,в,4,в). Изменение уровня поверхности может быть вызвано, как нам кажется, двумя причинами: (i) возникновением расщеплений и трещин в объеме кристалла с соответствующим приподниманием поверхности [1]; (ii) как результат механического двойникового по дофинейскому закону, т.е. за счет формирования двойников вращения, в соответствии с [8].

Хрупкие расщепления, действительно, были отмечены при изучении поверхности зоны деформации методами ОМ и РЭМ. За счет образования подповерхностных трещин в объеме кристалла возникает разрыв сплошности и, как следствие, приподнимание поверхности в зоне деформации, формирование подповерхностных микрополостей. Аналогичный эффект наблюдался при изучении формирования холмиков вытесненного материала при индентировании таких твердых кристаллов, как Si и MgO [14]. Подобные расщепления в окрестности отпечатка выглядят в виде светлых ореолов. Однако такой эффект наблюдается у отпечатков при больших нагрузках, в то время как при $P = 0.2\text{ N}$ отпечаток выглядит совершенно пластичным без хрупких разрушений.

Возникновение же двойников вращения с закономерным поворотом кристаллической решетки на угол 60° или 180° (подобных описанным в [7]) нам удалось зафиксировать в окрестности отпечатков на химически протравленных образцах, деформированных при $T = 800\text{ K}$, а также на образцах, деформированных при T_k и затем подвергнутых 2-часовому отжигу при $T = 1300\text{ K}$ (Рис.5). Как следует из рис.5, развернутые области простираются на большие расстояния от места приложения нагрузки (от отпечатков) и имеют произвольную окантовку. Чаще всего двойники имеют овально-продолговатую или круглую форму, однако встречаются и прямолинейные, и области без четкой огранки, с зигзагообразными границами. Области переориентации часто охватывают зону между двумя трещинами, иногда же они формируются у концов трещин, уходя на большое расстояние за пределы зоны окрестностей отпечатков.

Наиболее четко зоны переориентации выявлялись после незначительного споллирования деформированной поверхности с последующим травлением (Рис.5б). Надо сказать, что фигуры остаточных двойников после механических воздействий авторам работы [8] также удавалось обнаружить лишь после некоторого сошлифовывания деформированной поверхности (на глубину 1-2 мм) и повторного травления в растворе HF. Данный факт является дополнительным аргументом тождественности выявленных

нами разориентированных областей с дофинейскими двойниками (двойниками вращения).

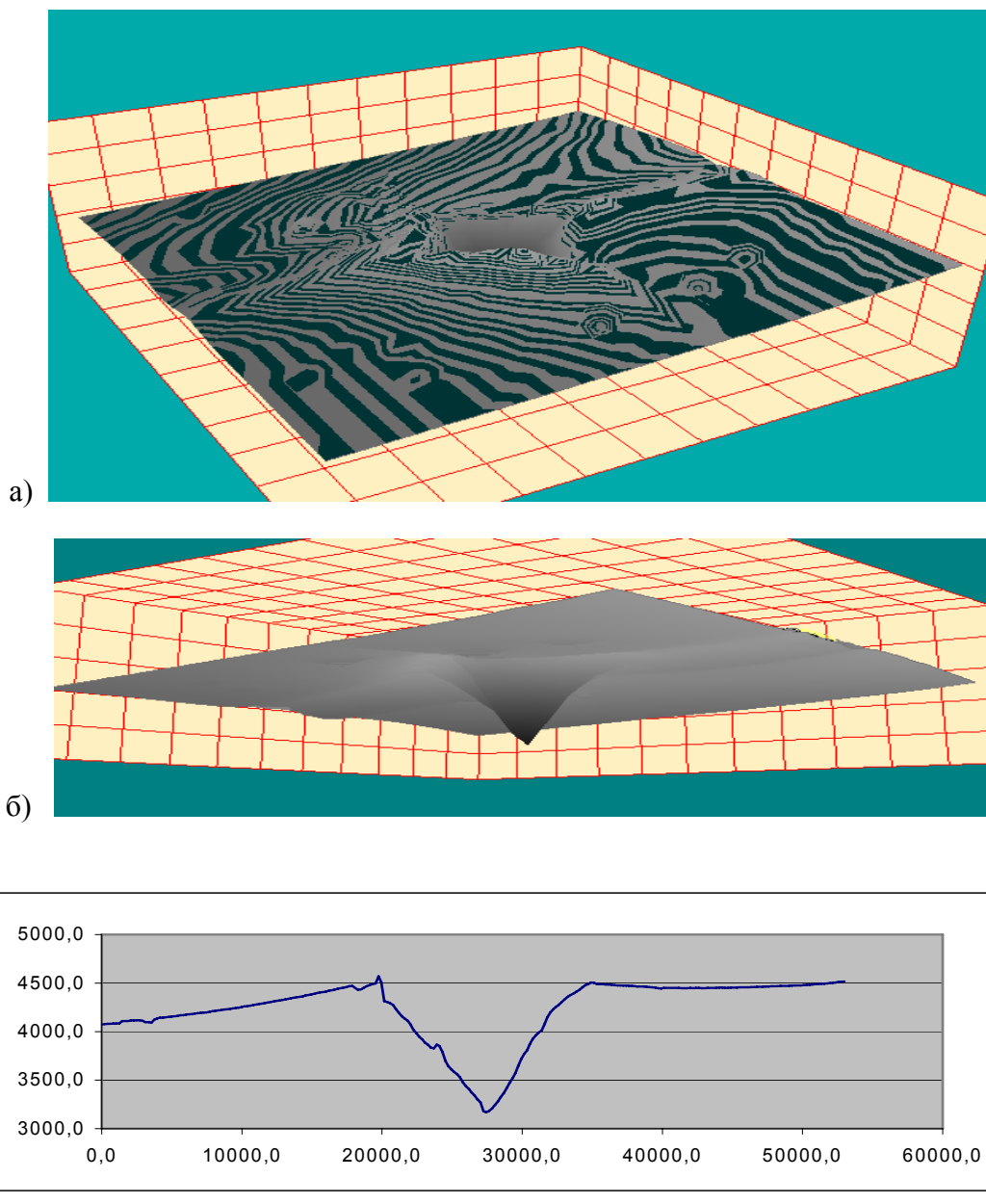


Рис. 4. SiO₂. Изображение отпечатка и рельефа поверхности вокруг него, полученные при сканировании поверхности в атомно-силовом микроскопе. $P = 2.0N$; а– вид сверху. Масштаб: 1: 100 nm по осям [xy].; б – вид снизу; в- проекция в сечении; оси[x,y] (nm).

Интересно отметить, что при химическом травлении деформированных зон не было замечено образования дислокационных структур в окрестности отпечатков. Как видим, анализируя снимки на рис.5, вблизи отпечатков плотность дислокаций и других дефектов не увеличивается по сравнению с дефектами фона. Этот факт говорит в пользу того, что обычная трансляционная пластичность в кристаллах кварца заторможена в такой степени, что не может быть ответственной за процесс формирования отпечатков на кристаллах кварца. Можно предположить, что дислокации, если они и формируются в зоне деформации при индентировании, удаляются на столь незначительные расстояния от поверхности контакта, что не могут быть выявлены оптическими и химическими методами. Для выявления дислокаций требуется проведение исследований зоны контакта методом трансмиссионной ЭМ.

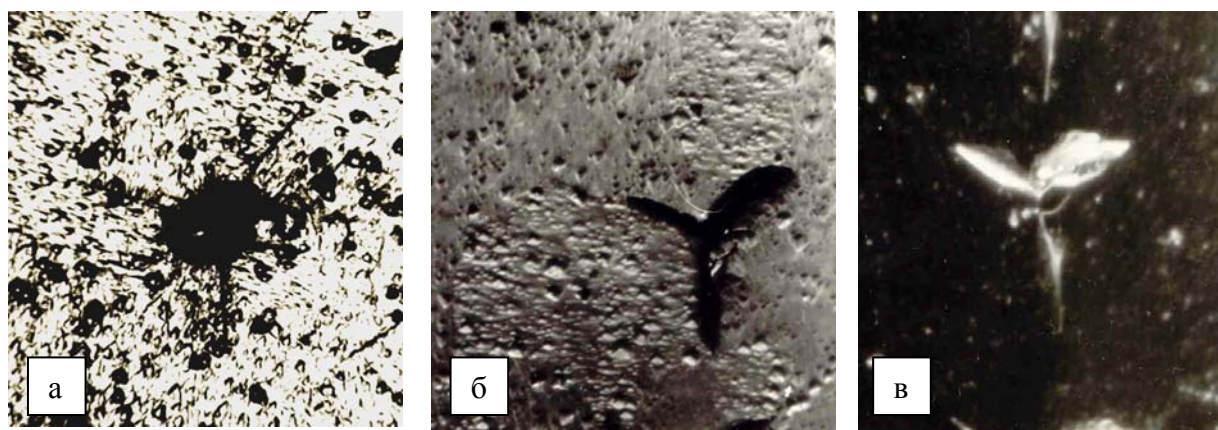


Рис.5. Разориентированные области (дофинеиеские двойники) в окрестности отпечатков твердости на грани (0001) монокристаллов SiO_2 . а – T_k , затем отжиг при 1300K; $P=3.0N$; б – $T=800K$, $P=2.0N$. Сполирован слой $\sim 1,0\text{мкм}$; в- вид (б) в поляризованном свете.

Вустер [15], также как и Шубников и Цинзерлинг, в своих работах указывал, что механическое двойникование кварца – это особое физическое свойство, не обнаруженное до тех пор у других кристаллов. Позднее, однако, было установлено, что двойникование без изменения формы характерно и для других кристаллов, обладающих низкой симметрией (например, для триглицинфосфата, имеющего моноклинную решетку) [16].

Говоря о двойниковании без изменения формы, следует уточнить, что имеется в виду отсутствие макро- или микроскопического изменения формы (аналогично двойникованию кальцита или висмута [1,7,14]), но не абсолютное сохранение неизменности формы кристалла. Как показали представленные выше результаты, благодаря комплексному использованию прецизионных методов исследования (АСМ, РЭМ и ОМ в сочетании с методом химического травления), в работе впервые удалось выявить субмикроскопические, наноразмерные деформации в окрестности отпечатка, происходящие по особому механизму пластичности, механизму нетрадиционного двойникования.

Поэтому можно высказать предположение, что в кристаллах, подобных SiO_2 , ввиду низкой симметрии и связанной с этим чрезвычайно низкой подвижности дислокаций, для диссипации высоких внутренних напряжений, возникающих при действии индентора, кристалл использует новый, отличающийся от широко известных, механизм деформирования, двойникование вращением. Когда обычная трансляционная пластичность не может обеспечить необходимую скорость переноса массы, в действие вступают механизмы коллективного массопереноса, для которых характерно высокоскоростное протекание процесса. Как следует из [7], переброс атомов из нормальной позиции в двойниковую должен происходить синхронно и практически одновременно для огромного числа атомов, чем обеспечивается высокая скорость процесса. Высокой скоростью процесса двойникования, протекающего при внедрении индентора в кристаллы SiO_2 , можно объяснить, как нам кажется, возникновение сигналов акустической эмиссии не только на стадии разгрузки (N_2), но и на стадии нагружения (N_1) (Рис. 2).

Выводы

Обобщая результаты, полученные в настоящей работе, и сопоставляя их с литературными данными [1,3,7,8,14-16], можно сказать, что двойникование, принимающее участие в пластической деформации различных кристаллов при действии сосредоточенной нагрузки, представляется возможным разделить, по внешним признакам, на два

типа: (i) - двойникование с микроскопическим изменением формы и (ii) – двойникование с наноскопическим изменением формы. Двойникование первого типа реализуется, как правило, у представителей высоких классов симметрии. Двойникование же второго типа, по нашему мнению, характерно для кристаллов более низких симметрий, в частности, для кристаллов кварца.

Указанные два типа двойникования существенно различаются между собой по механизму двойникования на атомарном уровне [7]. Двойникование с микроскопическим изменением формы происходит благодаря формированию двойнивающих дислокаций, в то время как двойникование по второму механизму, с наноскопическим изменением формы, является деформацией за счет атомных смещений.

Данная работа выполнена при поддержке гранта RESC-MR2-995.

Список литературы

1. Ю.С.Боярская, Д.З. Грабко, М.С. Кац. Физика процессов микроиндентирования. Кишинев, «Штиинца», 1986, 294 с.
2. Ю.С. Боярская, Д.З. Грабко, Д.С. Пишкова, и др. Дислокационные структуры и подвижность дислокаций при индентировании ионных кристаллов // В кн. Деформирование кристаллов при действии сосредоточ. нагрузки. Кишинев, “Штиинца”, 1978, сс. 68-86.
3. D. Grabco, B. Pushcash, M. Dyntu and O. Shikimaka. Thermal Evolution of Deformation Zones around Microindentation in Different Types of Crystals // Phil. Mag. A, 2002, Vol. 82, No 10, pp.2207-2215.
4. D. Grabco. Dislocation-Disclination Mechanism of Deformation under Microindentation // Mold. Journ. of Phys. Sci., 2002, v.3, pp.94-102.
5. В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом. Динамическое торможение дислокаций // В кн. Динамика дислокаций, Изд-во “Наукова думка”, Киев, 1975, сс.232-275.
6. М.П. Шаскольская. Кристаллография, М., “Высшая школа” 1976, 391 с.
7. М.В. Классен-Неклюдова. Механическое двойникование кристаллов. Изд-во АН СССР, М., 1960, 261 с.
8. А.В. Шубников, Е.В. Цинзерлинг. О фигурах удара и давления и о механических двойниках кварца // Тр. Ломонос. Ин-та АН СССР, 1933, 3, стр 67-74.
9. Ю.С.Боярская. Деформирование кристаллов при испытаниях на микротвердость. “Штиинца”, Кишинев, 1972, 235 с.
10. O. Shikimaka, Peculiarities of the Brittle-Ductile Deformation at Concentrated Load of some Minerals and Rocks from the Carpathian Mountains // Proc. of Sci. Conference on Phys., Chisinau, 2000, 3, 164 –166.
11. D. Grabco, O. Shikimaka, V. Mazur. Electron Microscopy Investigation of the Integrity Breaking Region Created in MgO and SiO₂ Single Crystals under Microindentation // Book of Abstracts Conf. of Mater. Sci. & Condens. Matter Phys., 5-7 July, 2001, Chisinau, Moldova, p.74.
12. W. Prager, Ph.G. Hodge, 1951, Theory of Perfectly Plastic Solids (New-York-London), 398 p.
13. Н.А.Бриллиантов, И.В. Обреимов. О пластической деформации в каменной соли, III // ЖЭТФ, 1935, 5, вып. 3-4, стр. 330-339
14. Д.З.Грабко, Ю.С. Боярская, М.П.Дынту. Механические свойства полуметаллов типа висмута, “Штиинца”, Кишинев, 1982, 134с.
15. Wooster W.A., Wooster N. Control of electrical twinning in quartz // Nature, 1946, N3987, 157, p. 405-406.
16. Константинова В.П., Сильвестров И.М., Юрин В.А. Двойникование и диэлектрические свойства кристаллов триглицинсульфата // Кристаллография, 1959, 4, вып.1, стр. 125-129.

УДК 539.37

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ДИСЛОКАЦИОННОЙ ПОДСИСТЕМЫ В Г.Ц.К. МАТЕРИАЛАХ

Колупаева С. Н., Вихорь Н. А., Попов Л. Е.

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

Исследование эволюции дислокационной подсистемы г.ц.к. металлов и гетерофазных материалов, упрочненных недеформируемыми частицами, проведем для области низких температур, где достаточно высокой подвижностью обладают только межузельные атомы, поэтому ограничимся рассмотрением аннигиляции дислокаций в результате осаждения на них деформационных точечных дефектов именно этого типа. Будем характеризовать дефектную подсистему кристалла одним уравнением баланса дислокаций. Будем полагать, что условия деформирования являются статическими, то есть приложенное напряжение τ уравнивается сопротивлением материала деформированию τ_R .

При достаточно медленной деформации однофазных материалов, когда процессы пластической деформации реализуются преимущественно дислокационными механизмами, сопротивление материала деформированию обусловлено, прежде всего, статическими препятствиями движению дислокаций $\tau_f = \tau_f + \alpha G b \rho^{1/2}$, где ρ - плотность дислокаций, τ_f - напряжение трения, α - параметр, характеризующий интенсивность междислокационных взаимодействий, G - модуль сдвига, b - модуль вектора Бюргерса. В гетерофазном материале величина сопротивления материала деформированию определяется также сопротивлением движению дислокаций, связанным с накоплением геометрически необходимых дислокаций на частицах $\tau_{Or} = G b / (\Lambda_p - \delta)$, Λ_p - расстояние между частицами, δ - диаметр частиц. Таким образом, условие «статического» характера режима деформирования для моно- и поликристаллов г.ц.к. металлов может быть записано в виде $\tau = \tau_f + \alpha G b \rho^{1/2}$, для дисперсно-упрочненных материалов $\tau = \tau_f + \tau_{Or} + \alpha G b \rho^{1/2}$.

Интенсивность генерации дислокаций в процессе пластической деформации г.ц.к. монокристаллов определяется накоплением дислокаций на дислокационных барьерах и может быть представлена следующим соотношением [1,2]: $G(\rho) = F / (D b)$, где F - параметр, характеризующий геометрию дислокационных петель и их распределение в зоне сдвига $F=2..5$, D - диаметр зоны сдвига. Учитывая, что при деформации поликристаллических материалов накопление дислокаций происходит не только на дислокациях, но и на межкристаллитных границах, для интенсивности генерации дислокаций можно использовать соотношение [1-3]: $G(\rho) = \frac{F_1}{D b} + \frac{F_2}{d b}$, где F_1, F_2 - кристаллогеометрические параметры, учитывающие геометрию дислокационных петель и зерен, d - средний диаметр кристаллита (зерна) в поликристалле.

В гетерофазном материале существуют дополнительные препятствия - частицы второй фазы, на которых происходит накопление дислокаций [1-4]:

$$G(\rho) = \frac{F}{Db} + \frac{\langle \chi \rangle \delta}{2\Lambda_p^2 b} + \frac{1}{\Lambda_p b}.$$

Первое слагаемое соответствует накоплению дислокаций на дислокационных барьерах, второе – вблизи частиц, третье – в дипольных конфигурациях, соединяющих частицы.

Для интенсивности аннигиляции дислокаций можно записать [4-7]: $A(\rho) = 16q\tau_{dyn}\rho^{1/2}/(3Gb)$, где τ_{dyn} – напряжение, избыточное над статическим сопротивлением движению дислокаций τ_R , q – параметр, характеризующий интенсивность генерации межузельных атомов.

Предположим, что диаметр зоны сдвига определяется прочными дислокационными барьерами, в этом случае средний диаметр зоны сдвига определяется выражением [1, 2] $D = \frac{B}{Gb} \frac{\tau}{\rho}$, где B – параметр, определяемый вероятностью образования протяженных дислокационных барьеров. Здесь $B = 4\pi^2/(\alpha_l\beta_r\xi)$, где $\xi \approx 0,5$ – доля дислокаций леса; $\beta_r \approx 0,14$ – доля реагирующих дислокаций леса; $\alpha_l \approx 0,5$ – геометрический фактор.

В случае статической деформации гетерофазных материалов, упрочненных недеформируемыми частицами, уравнение баланса дислокаций имеет вид [4]

$$\frac{d\rho}{da} = \frac{F}{Db} + \frac{\langle \chi \rangle \delta}{2\Lambda_p^2 b} + \frac{1}{\Lambda_p b} - q \frac{16\tau_{dyn}}{3Gb} \rho^{1/2}, \quad (1)$$

для однофазного г.ц.к. монокристалла [5, 7]

$$\frac{d\rho}{da} = \frac{F}{Db} - q \frac{16\tau_{dyn}}{3Gb} \rho^{1/2}, \quad (2)$$

для г.ц.к. поликристалла [7,8]

$$\frac{d\rho}{da} = \frac{F_1}{Db} + \frac{F_2}{db} - q \frac{16\tau_{dyn}}{3Gb} \rho^{1/2}. \quad (3)$$

Напряжение τ_{dyn} для статических условий деформирования представим в виде [5-7]

$$\tau_{dyn} = \alpha_{dyn} Gb\rho^{1/2}. \quad (4)$$

Уравнение (1) при имеющих физический смысл значениях параметров имеет в области действительных чисел одно устойчивое стационарное значение плотности дислокаций ρ_s (аналитическое выражение для него является громоздким, поэтому оно не приведено).

Основные расчеты проведены при базовом наборе значений параметров, соответствующих монокристаллу никеля: $G = 10^5$ МПа, $b = 2,5 \cdot 10^{-10}$ м, $F = 4,7$, $\langle \chi \rangle = 4$, $q = 1$, $\alpha_{dyn} = 0,1$, $\tau_f = 1$ МПа, $\delta = 5 \cdot 10^{-8}$ м, $\Lambda_p = 7 \cdot 10^{-7}$ м, $\alpha = 0,5$. Если значение параметра отличается от базовых значений, оно приведено в подписи к рисунку.

Величина стационарной плотности дислокаций ρ_s уменьшается с увеличением параметров α , α_{dyn} , τ_f , Λ_p , и увеличивается с ростом диаметра частиц δ (рис. 1). Однако, при физически реальных значениях параметров модели значения стационарной плотности дислокаций достаточно высоки $10^{16} - 10^{17}$ м⁻². Следовательно, преимущественно имеет место деформационное упрочнение материала.

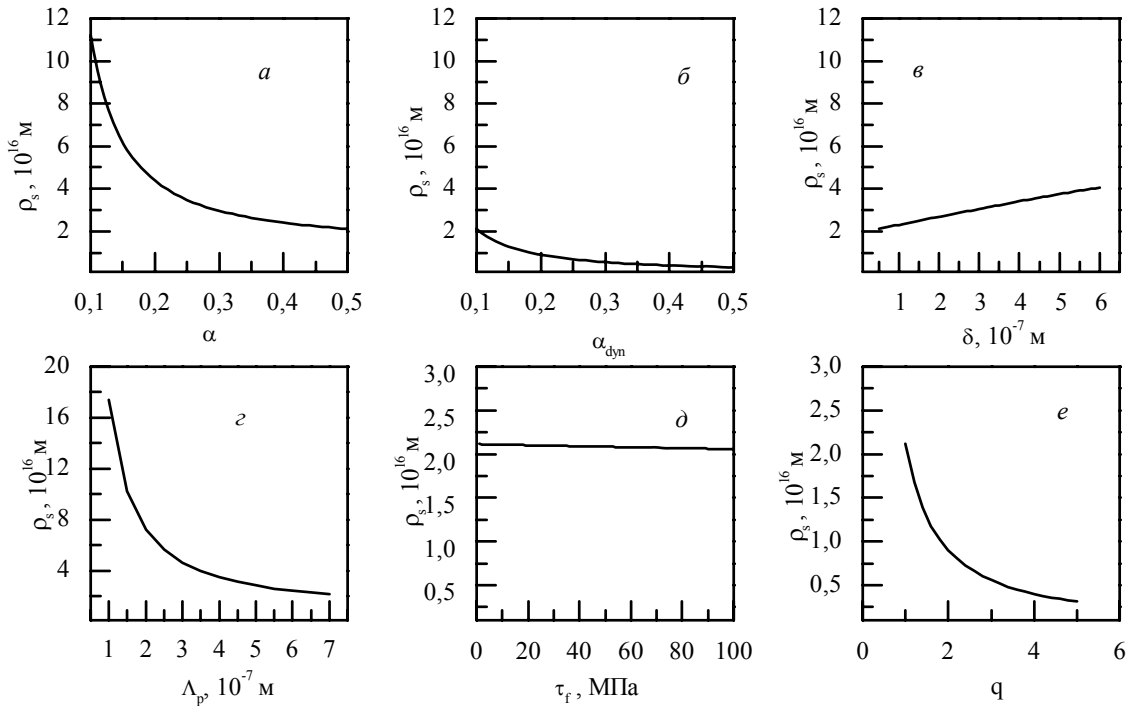


Рис. 1. Зависимость стационарной плотности дислокаций ρ_s от параметров модели для деформации дисперсно-упрочненного материала на основе никеля при $\tau_{dyn} = \alpha_{dyn} G b \rho^{1/2}$.

На рис. 2-3 приведены зависимости плотности дислокаций от деформации $\rho(a)$, полученные при различных значениях исходной плотности дислокаций ρ_0 и различных значениях параметров модели.

В случае деформации монокристаллов однофазных материалов имеется два стационарных состояния [5,7], одно из которых $\rho_s^{(1)} = 0$ является неустойчивым, второе

$\rho_s^{(2)} = \left(\frac{FG - 8\alpha_{dyn} B \tau_f}{8\alpha_{dyn} \alpha B G b} \right)^2$ - устойчивым (рис. 4). При $\rho_s^{(1)} < \rho < \rho_s^{(2)}$ процессы генерации

дислокаций преобладают над процессами аннигиляции, и плотность дислокаций возрастает с деформацией, асимптотически приближаясь к $\rho_s^{(2)}$. При $\rho > \rho_s^{(2)}$ плотность дислокаций уменьшается в результате аннигиляционных процессов, также приближаясь к стационарной величине $\rho_s^{(2)}$. При некоторой степени деформации наступает динамическое равновесие процессов генерации и аннигиляции дислокаций, и при дальнейшем увеличении деформации плотность дислокаций не изменяется.

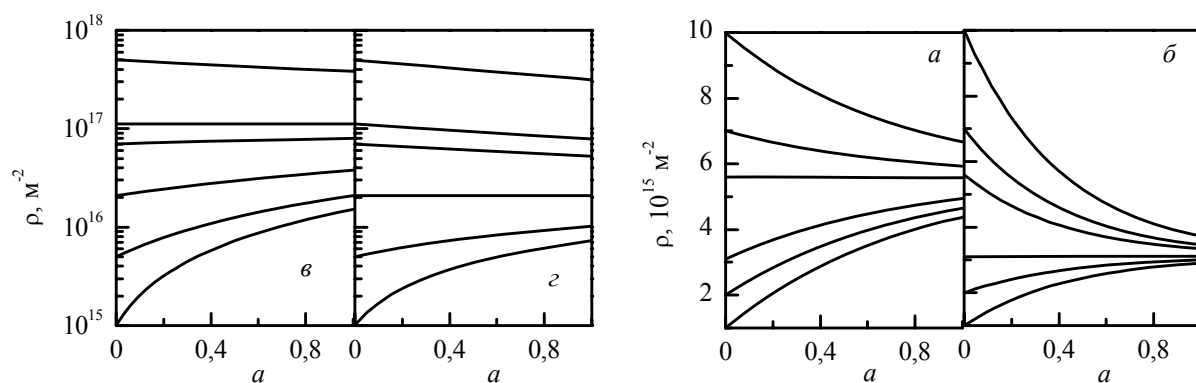


Рис. 2. Зависимость плотности дислокаций от степени деформации при различных начальных значениях ρ_0 при α_{dyn} : а – 0,3; б – 0,5; при α : а – 0,1; б – 0,5; деформация дисперсно-упрочненного материала на основе никеля при $\tau_{\text{dyn}} = \alpha_{\text{dyn}} G b \rho^{1/2}$.

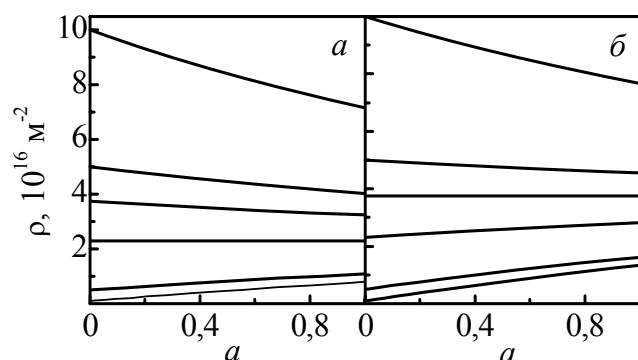


Рис. 3. Зависимость плотности дислокаций ρ от степени деформации при различных начальных значениях ρ_0 при δ (м): а – 10^{-7} ; б – $5 \cdot 10^{-7}$; деформация дисперсно-упрочненного материала на основе никеля при $\tau_{\text{dyn}} = \alpha_{\text{dyn}} G b \rho^{1/2}$.

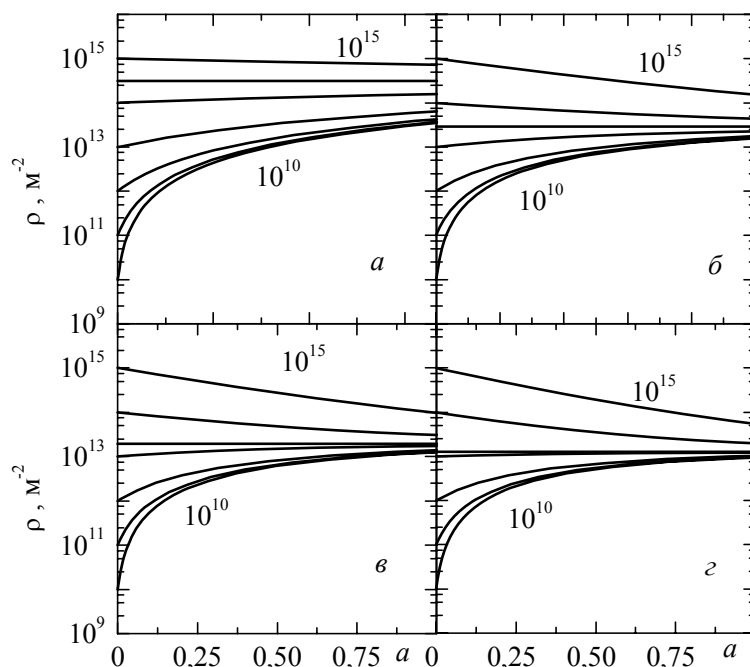


Рис. 4. Зависимость плотности дислокаций от деформации при начальных значениях плотности дислокаций от 10^{10} до 10^{15} м⁻² при α_{dyn} : а – 0,1; б – 0,33; в – 0,4; г – 0,5.

Для поликристалла имеется одно устойчивое стационарное значение плотности дислокаций ρ_s . При $\rho > \rho_s$ плотность дислокаций с деформацией уменьшается, асимптотически приближаясь к стационарной величине; если $\rho < \rho_s$, плотность дислокаций увеличивается, приближаясь к ρ_s (рис. 5).

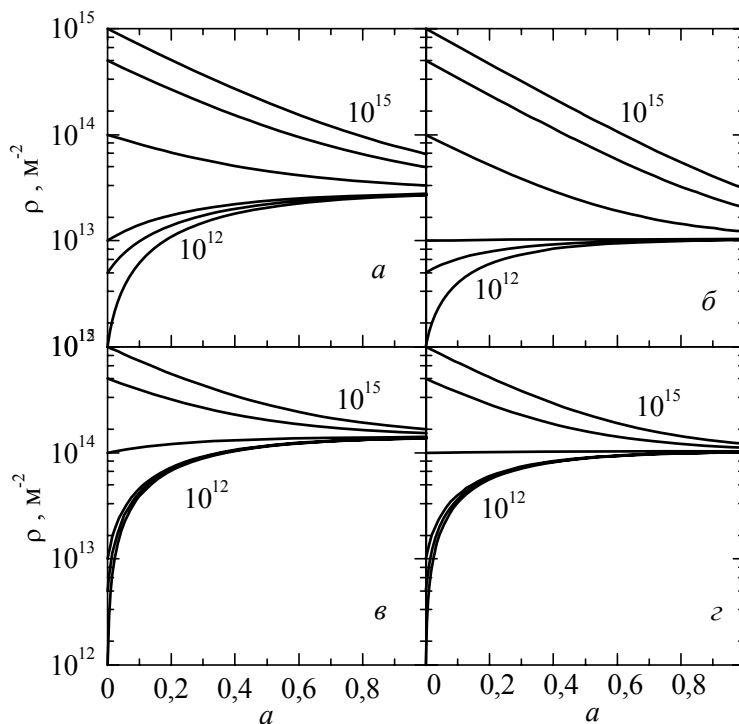


Рис. 5. Зависимость плотности дислокаций от степени деформации при начальных значениях плотности дислокаций от 10^{12} м^{-2} до 10^{15} м^{-2} для поликристалла никеля (статическая деформация) при $\alpha_{\text{dyn}}=0,5$ и напряжении трения τ_f (МПа): а, в – 0,001; б, г – 1000. Размер зерна d (мкм): а, б – 100; в, г – 10.

Таким образом, при статической деформации г.ц.к. материалов, наблюдается, как правило, деформационное упрочнение, и плотность дислокаций приближается к стационарной величине. Для моно- и поликристаллов эта величина порядка $10^{13} \dots 10^{14} \text{ м}^{-2}$, для гетерофазных материалов $10^{16} \dots 10^{17} \text{ м}^{-2}$. В локальных областях кристалла с высокой плотностью дислокаций может иметь место преобладание аннигиляционных процессов и деформационное разупрочнение.

Исследуем эволюцию дислокационной подсистемы для деформирующих воздействий, удобных для экспериментального воспроизведения: 1) постоянной величины приложенного напряжения сдвига τ , 2) постоянной нагрузки при одноосном растяжении и сжатии.

Для условий постоянной величины приложенного напряжения сдвига ($\tau = \text{const}$) ве-

личину избыточного напряжения представим в виде [7]: $\tau_{\text{dyn}} = \tau - \tau_f - \alpha G b \rho^{1/2}$ для г.ц.к. металлов и для дисперсно-упрочненных материалов $\tau_{\text{dyn}} = \tau - \tau_f - \tau_{\text{or}} - \alpha G b \rho^{1/2}$.

Уравнение баланса дислокаций в дисперсно-упрочненных материалах с недеформируемыми частицами (1) при постоянном напряжении имеет два стационарных состояния:

$$\rho_s^{1,2} = \left(\frac{A_3 A_4 \pm \sqrt{(A_3 A_4)^2 - 4 A_2 (A_1 + A_3 A_5)}}{2(A_1 + A_3 A_5)} \right)^2, \quad (5)$$

$$\text{где } A_1 = \frac{FG}{B\tau}; \quad A_2 = \frac{\langle \chi \rangle \delta}{2\Lambda_p^2 b} + \frac{1}{\Lambda_p b}; \quad A_3 = \frac{q16}{3Gb}; \quad A_4 = \tau - \tau_f - \tau_{\text{or}}; \quad A_5 = \alpha G b.$$

Анализ показал, что возможны три случая. В первом случае, при низких значениях τ оба значения стационарных плотностей дислокаций ρ_s^1 и ρ_s^2 являются комплекс-

ными, и стационарные состояния дислокационной подсистемы отсутствуют (рис. 6,а). В этом случае при любых имеющих физический смысл значениях параметров модели и при любых начальных значениях ρ_0 плотность дислокаций в процессе деформации возрастает.

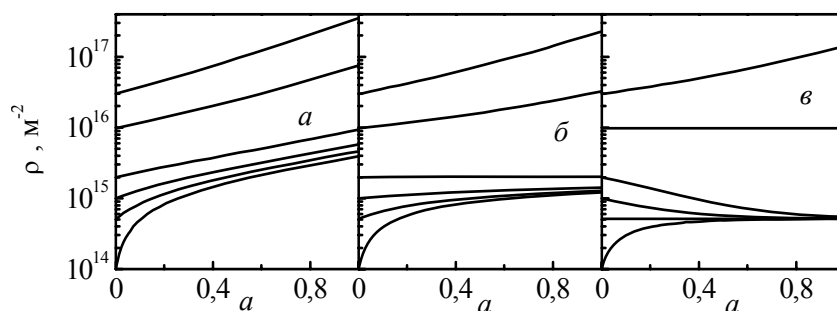


Рис. 6. Зависимость плотности дислокаций от степени деформации при различных начальных значениях ρ_0 при τ (МПа): а – 1000; б – 1350; в – 1700; деформация гетерофазного материала на основе никеля при $\tau = \text{const}$.

Во втором случае, при высоких значениях τ оба корня являются действительными и различными (рис. 6,в). Стационарное состояние, характеризуемое плотностью ρ_s^1 , устойчиво, ρ_s^2 – неустойчиво.

При плотностях дислокаций близких к ρ_s^2 , вследствие неоднородности дислокационной подсистемы плотность дислокаций в локальных областях может быть выше или ниже стационарной величины. В областях, где $\rho < \rho_s^2$, плотность дислокаций будет монотонно уменьшаться, асимптотически приближаясь к стационарному значению ρ_s^1 , соответствующему устойчивому равновесию. В областях, где $\rho > \rho_s^2$, будет происходить неограниченное возрастание плотности дислокаций, пока существует кристаллическая решетка. Дислокационная подсистема распадается на две “фазы” с различной плотностью дислокаций. Вместе с тем, гетерофазный материал «распадается» на области кристаллического состояния и области аморфоподобного состояния.

При некотором значении приложенного напряжения оба стационарных значения совпадают, $\rho_s^1 = \rho_s^2 = \rho_s$. Эту ситуацию иллюстрируют рисунок 6,б. При совпадении ρ_s^1 и ρ_s^2 заключенная между ними область, в которой плотность дислокаций монотонно уменьшается с деформацией, исчезает. При плотностях дислокаций $\rho < \rho_s$ плотность дислокаций асимптотически приближается к стационарному значению. При плотностях дислокаций $\rho > \rho_s$ плотность дислокаций – возрастает. В гетерофазном материале со средней плотностью дислокаций $\rho \approx \rho_s$ в локальных областях, где $\rho > \rho_s$, с увеличением деформации будет происходить нарастание плотности дислокаций вплоть до достижения состояний, близких к аморфным. При этом дислокационная подсистема дисперсно-упрочненного материала ведет себя асимметрично по отношению к флуктуациям плотности дислокаций разного знака. При локальных уменьшениях плотности дислокаций флуктуации “рассасываются”, и дислокационная подсистема возвращается в стационарное состояние, тогда как при отклонениях плотности дислокаций в сторону увеличения дислокационная подсистема неограниченно удаляется от стационарного состояния. Поэтому возникновение каждой флуктуации с $\rho > \rho_s$ сопровождается появлением новой высокодефектной области. С ростом деформации число таких областей постоянно возрастает.

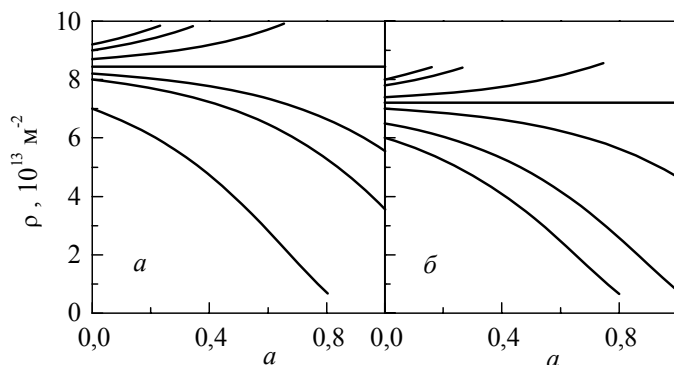


Рис. 7. Зависимость плотности дислокаций от степени деформации при $\tau = 120$ МПа, $\alpha_{\text{dyn}} = 0,33$ и напряжении трения τ_f (МПа): *a* - 1; *б* - 10 и различной начальной плотности дислокаций; деформация монокристалла никеля.

Таким образом, в зависимости от соотношения между плотностью дислокаций и приложенным напряжением кинетика дислокационной подсистемы гетерофазного материала может иметь существенно различный характер (рис. 6).

С увеличением деформирующего напряжения τ уменьшается значение плотности дислокаций, соответствующей устойчивому стационарному состоянию ρ_s^1 и увеличивается значение ρ_s^2 , соответствующее неустойчивому стационарному состоянию.

При некотором значении τ , определенном для каждого конкретного набора значений параметров, характеризующих дисперсно-упрочненный материал, оба стационарных значения плотности дислокаций – устойчивое и неустойчивое – совпадают, то есть область динамического разупрочнения отсутствует.

В случае деформации монокристалла никеля при постоянном приложенном напряжении имеется два стационарных значения плотности дислокации, одно – тривиальное устойчивое, второе – ненулевое неустойчивое (рис. 7). При любой исходной плотности дислокаций можно так подобрать деформирующее напряжение τ , чтобы добиться желаемого режима деформирования (рис. 8).

Рассмотрим статическую деформацию г.ц.к. материалов, которая осуществляется при постоянной нагрузке ($P = \text{const}$). В условиях одноосного **растяжения** цилиндрического образца при постоянной нагрузке напряжение возрастает с изменением поперечного сечения образца в процессе деформации по закону $\tau = \tau_0 \exp(a/k)$, где k – множитель Закса; в дальнейших расчетах принимаем $k \approx 2$. Соответственно, $\tau_{\text{dyn}} = \tau_0 \exp(a/k) - \tau_f - \tau_{Or} - \alpha G b \rho^{1/2}$.

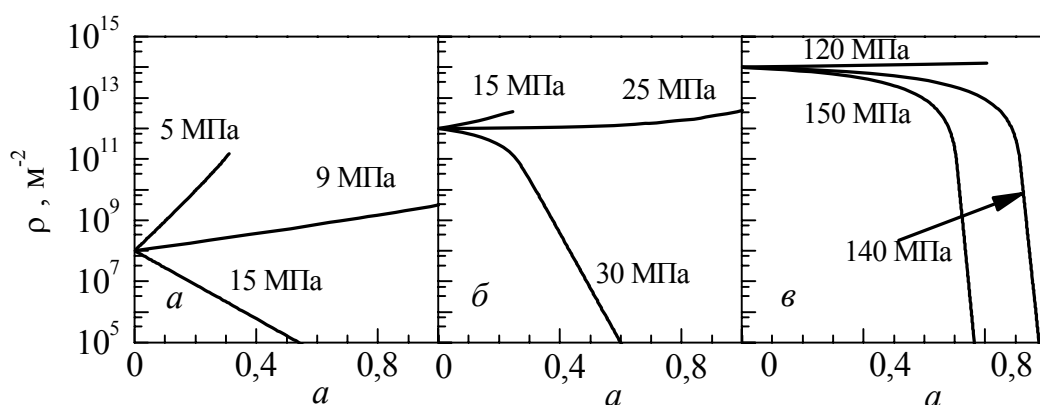


Рис. 8. Деформация монокристалла никеля при постоянном напряжении, $\tau_f = 1$ МПа, $\alpha_{\text{dyn}} = 0,1$, ρ_0 (м⁻²): *a* - 10^8 ; *б* - 10^{12} ; *в* - 10^{15} .

Для выявления основных тенденций развития дислокационной подсистемы гетерофазного материала, деформируемого при постоянной нагрузке, найдем изоклины нуля, то есть кривые, в точках которых $dp/da = 0$. Эти кривые будут разбивать фазовое пространство на области, в которых производная будет иметь разные знаки, и поведение интегральных кривых $\rho(a)$ будет иметь различный характер.

В зависимости от значений начального напряжения τ_0 в области действительных чисел может быть либо две изоклины нуля либо ни одной (рис. 9, а, б).

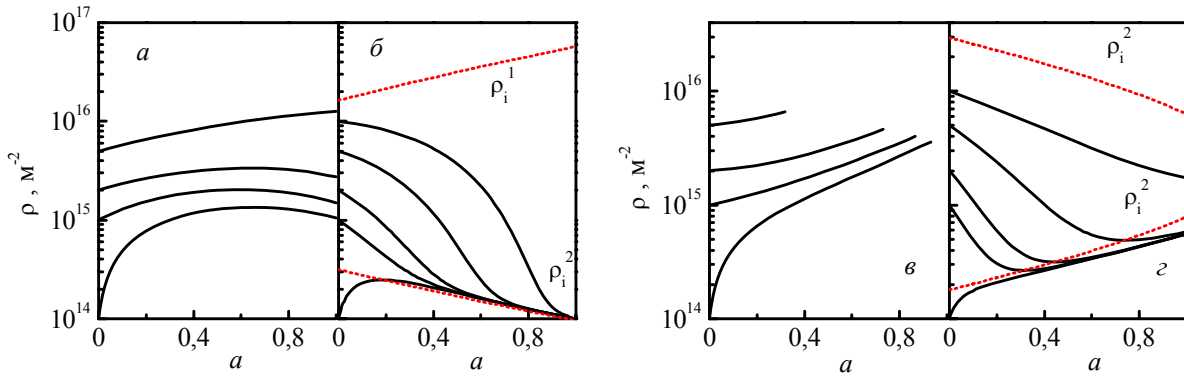


Рис. 9. Зависимость плотности дислокаций от деформации при постоянной нагрузке при τ_0 (МПа) а - 1000; б - 2000; в - 1300; г - 2500; а, б - растяжение гетерофазного материала на основе никеля, в, г - сжатие.

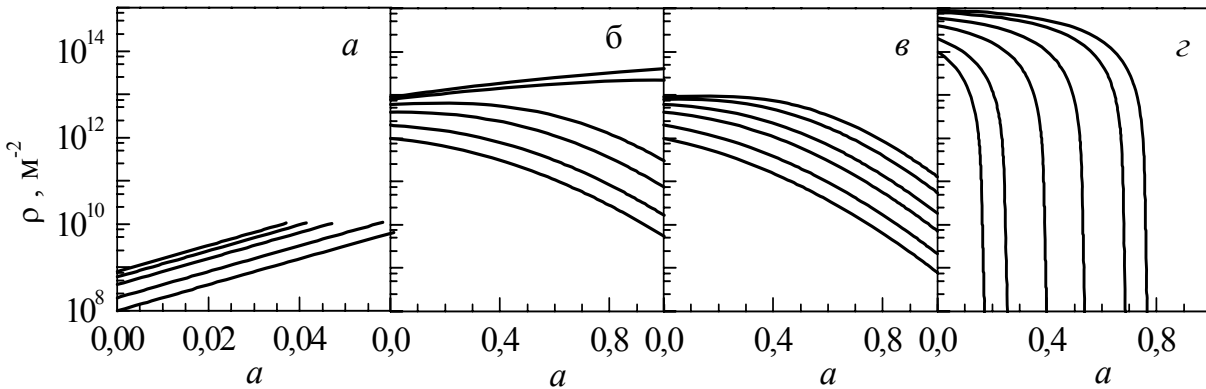


Рис. 10. Зависимость плотности дислокаций от деформации при различной начальной плотности дислокаций. Деформация при постоянной нагрузке ($P = \text{const}$) при различных τ_0 (МПа): а - 1,5; б - 48; в - 55; г - 350 ($\tau_f = 10$ МПа, $\alpha_{\text{dyn}} = 0,1$, монокристалл никеля).

При одноосном **сжатии** напряжение изменяется по закону $\tau = \tau_0 \exp(a/k)$ и, соответственно, $\tau_{\text{dyn}} = \tau_0 \exp(a/k) - \tau_f - \tau_{Or} - \alpha G b \rho^{1/2}$. В этом случае число изоклин нуля в области действительных чисел в зависимости от значений параметров – две или ни одной (рис. 9, б, в). Зависимость изоклин от деформации при одноосном сжатии и растяжении имеет разный характер: с увеличением деформации при сжатии значение первой изоклины ρ_i^1 возрастает, при растяжении - уменьшается. Значение изоклины ρ_i^2 с ростом деформации уменьшается при сжатии и увеличивается при растяжении. При этом область динамического разупрочнения между изоклинами с ростом деформации при сжатии сужается, а при растяжении – расширяется. При сжатии появление двух изоклин происходит в области более высоких напряжений, чем при растяжении.

При низкой исходной плотности дислокаций $10^8 \dots 10^9 \text{ м}^{-2}$ при напряжениях τ_0 , характерных для статической деформации, плотность дислокаций с деформацией возрас-

тает на один-два порядка величины, при этом скорость возрастания логарифма плотности дислокаций остается постоянной (рис. 10,а), то есть плотность дислокаций увеличивается с деформацией по экспоненциальному закону. При некоторой степени деформации (в зависимости от исходной плотности дислокаций) равновесие между процессами генерации и аннигиляции дислокаций нарушается в пользу последней, и плотность дислокаций начинает уменьшаться. Чем меньше начальная плотность дислокаций и чем выше напряжение τ_0 , тем короче стадия нарастания плотности дислокаций (эта стадия может отсутствовать) и тем интенсивнее затем происходят процессы аннигиляции (рис. 10,б,в). В случае высокодефектных кристаллов при напряжениях, характерных для статических условий испытания, происходит динамическое разупрочнение и очистка материала от дислокаций (рис. 10,г).

Сравнение результатов моделирования поведения дислокационной подсистемы гетерофазных материалов с результатами исследований для однофазных материалов показывает, что общий характер поведения дислокационной подсистемы в этих материалах при статической деформации для $\tau_{dyn} = \alpha_{dyn} G b \rho^{1/2}$ аналогичен. И для тех, и для других наблюдается одно ненулевое устойчивое стационарное состояние, и хотя в монокристаллах имеется еще одно нулевое стационарное состояние, фазовые портреты для этих материалов имеют подобный характер – при малых и средних значениях плотностей дислокаций наблюдается упрочнение, при высоких значениях плотности дислокаций может иметь место деформационное разупрочнение материала.

При деформации в условиях постоянного приложенного напряжения или постоянной нагрузки в закономерностях поведения дислокационной подсистемы в гетерофазных материалах в сравнении с монокристаллами г.ц.к. металлов наблюдаются существенные различия. При $\tau = \text{const}$ в однофазных материалах существует одно ненулевое неустойчивое стационарное состояние и одно нулевое устойчивое, в гетерофазных материалах два ненулевых стационарных значения плотности дислокаций. При высоких значениях напряжения между двумя стационарными значениями плотности дислокаций существует область разупрочнения, а при плотностях дислокаций ниже и выше стационарных значений происходит увеличение плотности дислокаций с деформацией и упрочнение гетерофазного материала. С уменьшением деформирующего напряжения область динамического разупрочнения сужается и при напряжениях τ , характерных для статических условий деформирования, стационарные состояния отсутствуют, и наблюдается только деформационное упрочнение. При деформации монокристаллов г.ц.к. металлов для любой исходной плотности дислокаций в материале можно подобрать деформирующее напряжение, при котором наблюдается разупрочнение или упрочнение материала в процессе деформации.

Поскольку дислокации по кристаллу распределены неоднородно, в одних локальных объемах плотность дислокаций оказывается выше, в других – ниже. Деформирующее напряжение также неоднородно по образцу, оказываясь выше вблизи концентраторов напряжения. Следовательно, при средней по образцу плотности дислокаций, близкой к неустойчивому стационарному значению, можно ожидать расслоения дислокационной подсистемы кристалла – нарастания плотности дислокаций в одних областях и убывания в других.

Список литературы

1. Попов Л.Е., Кобытев В.С., Ковалевская Т.А. //Изв. вузов. Физика. 1982. № 6. С. 56-82.
2. Попов Л.Е., Кобытев В.С., Ковалевская Т.А. Пластическая деформация сплавов. М.: Металлургия, 1984. 182 с.
3. Ashby M.F. //Phil. Mag. 1970. V. 21. № 170. P. 399-424.
4. Ковалевская Т.А., Виноградова И.В., Попов Л.Е. Математическое моделирование пластиче-

- ской деформации гетерофазных сплавов. Томск: Изд-во ТГУ, 1992. 168 с.
5. Попов Л.Е., Пудан Л.Я., Колупаева С.Н. и др. Математическое моделирование пластической деформации. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. 185 с.
 6. Колупаева С.Н., Старенченко В.А., Попов Л.Е. Неустойчивости пластической деформации кристаллов. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1994. 301 с.
 7. Попов Л.Е., Колупаева С.Н., Вихорь Н.А. Математическое моделирование эволюции дислокационной подсистемы г.ц.к. кристаллов при различных деформирующих воздействиях /Компьютерный анализ данных и моделирование. Сборник научных статей V Международной конференции. Ч.3. - Минск, 1998,– С. 182-187.

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ АМИНОСТИРОЛА

Палистрант Н. А.

Международная Лаборатория Твердотельной Электроники и Сверхпроводимости Института Прикладной Физики Академии Наук Молдовы, Кишинэу, Республика Молдова

natpal@phys.asm.md; palistrant@yahoo.com

Полимерные сшивающиеся слои на основе аминостирола были получены методом радикальной полимеризации. Изучались механические свойства соединений, влияние химического состава и внешних факторов (радиации, температуры, старения(хранения)) на эти свойства, картины деформирования вокруг отпечатков. Получено, что при облучении механические параметры значительно возрастают. Также обнаружено, что при индентировании отпечатки остаются пластичными и не обнаруживается трещин и разрушений вплоть до больших нагрузок (200 г). Высказана гипотеза о механизме деформирования полимерных слоев.

1. ВВЕДЕНИЕ

Полимерные материалы широко используются в качестве функциональных слоев для микроэлектронных датчиков. Например, новые композиты на основе 4-аминостирола могут использоваться в качестве сред для тиражирования и хранения голографической информации (голографических копий). С целью дальнейшего улучшения рельефа изображения полимерные сшивающиеся слои, содержащие химически активные связи (звенья) аминостирола, были получены нами методом радикальной полимеризации [1-6]. Основной особенностью полимеров, отличающей их от низкомолекулярных соединений, являются большие значения молекулярных масс. Длина цепи полимеров намного превышает их поперечные размеры. В зависимости от условий в полимере определенного химического строения могут формироваться надмолекулярные структуры различных типов, которые обеспечивают различные комплексы механических свойств и различную прочность материалов. Существенное влияние на механические свойства оказывает также соотношение между химическими компонентами вещества, введение определенных добавок (пластификаторов). Пластификатор, обволакивая те или иные группы полимера, не может не оказывать влияния на внутримолекулярное взаимодействие звеньев молекулы, на их потенциальные барьеры вращения, что

также оказывает влияние на физические свойства полимерных композитов. Также необходимо отметить, что в 4-аминостирольных полимерных композитах под действием радиации происходят фотоструктурные превращения, приводящие к глубоким структурным изменениям [2, 3]. В результате этого полимерные слои упрочняются, улучшаются их адгезивные свойства, они становятся стабильными к высоким температурам и не растворяются в органических растворителях. Подобные изменения достигаются путем сшивания линейных молекул в трехмерную сетку за счет создания мостиков между заранее полученными линейными молекулами. Таким образом, существует много возможностей для вариации механических, а, следовательно, и физических свойств и именно в этом своеобразие и заключается главная особенность кристаллических полимеров. В работах по изучению механических свойств, выполненных на разнообразных полимерных соединениях, показано, что микротвердость является действенным инструментом для понимания физических процессов, проходящих в материале [6 - 10]. Однако ввиду огромного разнообразия полимерных материалов и сложности протекания физических процессов, имеющих в литературе данных, особенно для аминостирольных материалов, явно недостаточно. В связи с этим в данной работе поставлена цель – изучить влияние химического состава, внешних воздействий (радиации и старения (хранения)) на механические свойства аминостирольных полимерных слоев. Особое внимание будет уделено пониманию физики процессов, протекающих при действии сосредоточенной нагрузки.

2. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Полимерные слои на основе аминостирола были получены методом радикальной полимеризации согласно схеме (рис. 1).

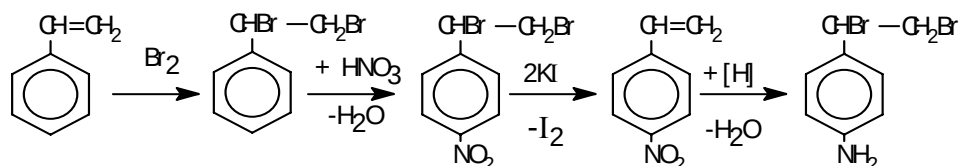


Рис. 1. Схема синтеза полимерных композитов на основе 4-аминостирола

Радикальная полимеризация является типичной цепной реакцией. Анализ показывает, что свободные радикалы присутствуют в реакционной среде от начала до конца процесса полимеризации [11]. Это позволяет предположить, что сущность радикальной полимеризации состоит в возникновении свободных радикалов, которые растут до образования макромолекулы в результате последовательного присоединения к ним молекул мономера, превращаясь после каждого акта присоединения снова в свободный радикал. Также как в случае других цепных реакций, один акт инициирования, состоящий в возникновении начального свободного радикала, вызывает протекание последующих элементарных реакций роста цепи вследствие активации новых молекул мономера энергией, выделяющейся при каждой такой реакции.

В данной работе исследовались полимерные слои на основе аминостирола двух видов. Краткая характеристика исследуемых образцов приведена в таблице 1.

Таблица 1

N	Химический состав	Обозначение	Содержание (мол. %)	Толщина (мкм)
1.	Аминоэтил-метакрилат:глицерин	AST:GMA	60:40	4
2.	Аминостирол:стирол	AST:ST	90:10	6

Выращенные слои подвергались ультрафиолетовому облучению интенсивностью $E = 10-20 \text{ mW/sm}^{-2}$. В качестве источника облучения использовалась ртутно-кварцевая лампа ПРК-4 мощностью 500W.

Для определения микротвердости выращенных и облученных полимерных композитных слоев использовался прибор ПМТ-3. Индентором в нем служит алмазная пирамида с квадратным основанием и углом при вершине между противоположными гранями 136° (пирамида Виккерса). Микротвердость определялась по стандартной формуле [12]. Нагрузка на индентор варьировалась в широком интервале (0,1 – 2N). Для изучения закономерностей деформирования композитов при индентировании применялся метод акустической эмиссии, который позволял регистрировать количество импульсов при внедрении (N_1) и разгрузке (N_2). Картины деформирования вокруг отпечатков индентора изучались с помощью оптического микроскопа большого разрешения (B5 and DMB5 Biological Microscopes).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Зависимость микротвердости от нагрузки

Исследования, проводимые в данной работе на двух сериях аминостирольных слоев ((AST:GMA – I серия) (AST:ST – II)), осуществлялись в двух направлениях. На первом этапе исследовалось влияние химического состава на механические параметры при микроиндентировании, на втором – влияние внешних факторов на эти параметры (радиации и старения). На рис.2 приведена зависимость микротвердости от нагрузки для выращенных слоев.

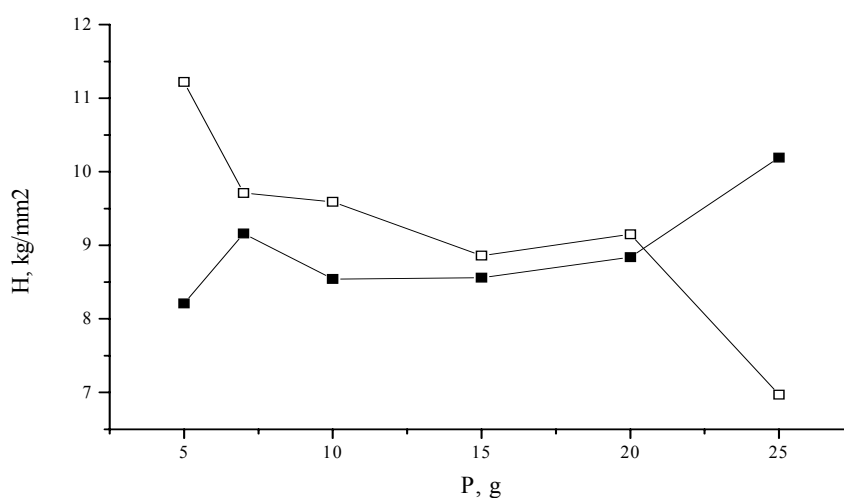


Рис. 2. Зависимость микротвердости (H) от нагрузки (P) для полимерных композитов: AST:GMA(□) и AST:ST (■).

Как следует из рис. 2, поведение исследуемых материалов прямо противоположно: для первой серии характерно уменьшение микротвердости с нагрузкой, а для второй – ее рост. Примечательно, что зависимость первого типа характерна для гибких материалов (металлов, керамик, гибридных полимеров), и такой ход обычно объясняют размерным эффектом [12]. Причина размерного эффекта остается непонятной, хотя некоторые объяснения были предложены. Эти предположения связаны с экспериментальными условиями (низкое разрешение прибора [13, 14], работа упрочнения или разупрочнения, произведенная в процессе подготовки образца [15], факторы внутренней структуры (работа упрочнения в результате деформирования) [16], эффект границ зерен [17]. Зависимость второго типа менее характерна для различных материалов и была обнаружена нами ранее на тройных полупроводниковых соединениях CoGaInS_4 и $\text{Zn}_x\text{In}_{2-x}\text{S}_3$, которые обладают слоистой структурой [18]. Зависимость $H(P)$ для второй серии материалов исследовалась в широком интервале нагрузок (рис. 3).

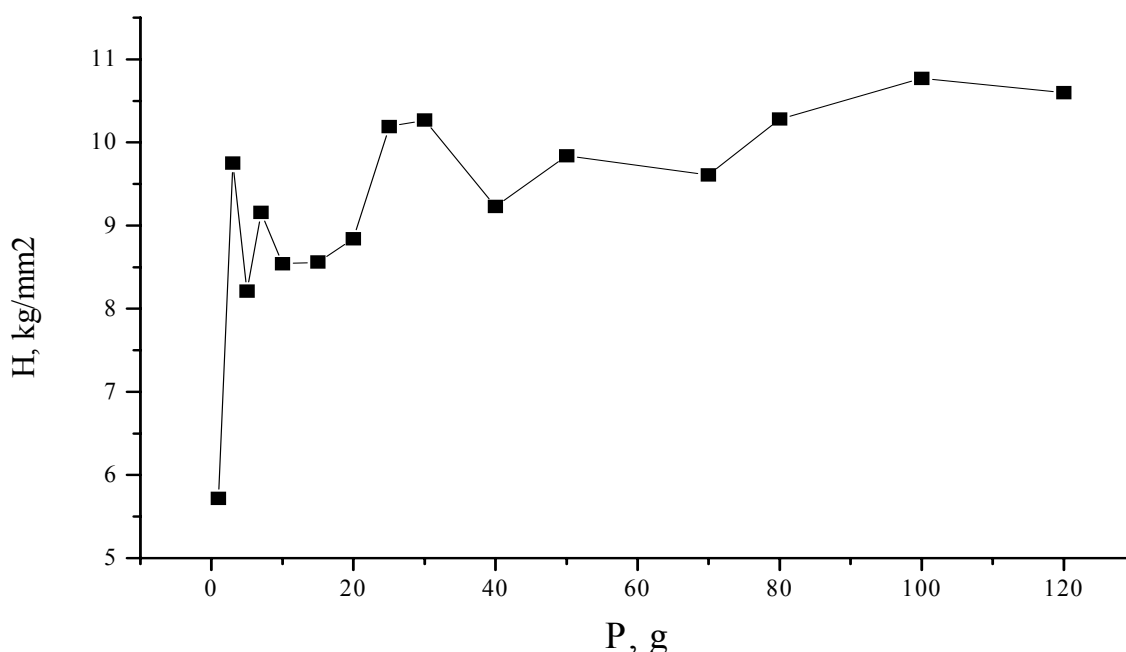


Рис. 3. Зависимость микротвердости от нагрузки для AST:ST

Как видно из рис. 3, возрастание $H(P)$ имеет место во всем интервале используемых нами нагрузок, причем значительные изменения H наблюдаются до 40г. Существенное возрастание микротвердости (почти в 2 раза) при малых нагрузках (до 3 г) связано, очевидно, с несовершенством используемой аппаратуры. Для понимания подобного поведения H на данных полимерах проводились исследования методом акустической эмиссии (рис. 4).

Из рис. 4 видно, что существенные изменения N_1 и N_2 с ростом P (также как и в случае микротвердости) имеют место в интервале нагрузок до 40г. Также обращает на себя внимание тот факт, что ход этих кривых сложен и абсолютно аналогичен. Кривая, соответствующая параметру N_2 , лежит выше, чем N_1 , что закономерно. Однако необходимо отметить, что $\Delta N/N_1$ остается меньше или равным 1 вплоть до больших нагрузок (100г). ΔN – параметр, характеризующий релаксационные процессы. Можно предположить, что этот процесс не является существенным для композитов AST:ST. Такой результат является типичным для полимерных материалов. Как указывалось выше (см.

введение), полимер состоит из квазиодномерных подсистем – длинных цепных молекул. Эти цепи соединяются между собой силами значительно более слабыми, чем связи между атомами в самой молекуле [19]. В этой ситуации в теле возникает новый масштабный уровень, который характеризует поперечные размеры молекул и может существенно превышать минимальный масштаб в системе - межатомное расстояние. Наличие такого масштабного уровня обеспечивает возможность образования особых дисклинационных дефектов, присущих только макромолекулярным системам [19, 20]. Эти дефекты представляют собой петли микроскопических размеров, охватывающие одну или несколько молекулярных цепей.

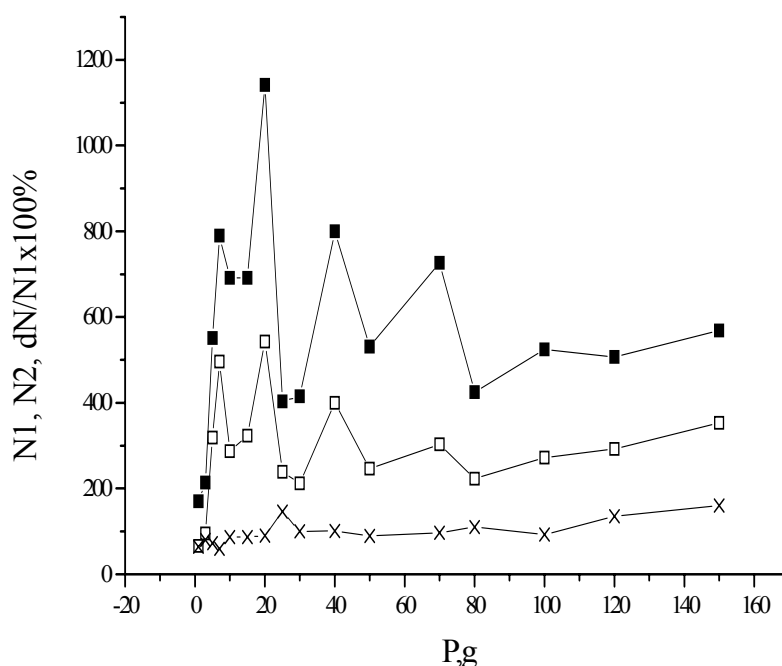


Рис. 4. Зависимость количества сигналов (N_2 , N_1 , $\Delta N/N_1$) акустической эмиссии (АЭ) от приложенной нагрузки (P): N_2 – это суммарный счет сигналов АЭ, возникающих при деформировании образца, N_1 – количество сигналов, возникающих при нагружении, $\Delta N/N_1$ – характеризует вклад каждого этапа (нагрузка – разгрузка) в процесс деформирования

Роль дисклинационных петель молекулярного масштаба определяется тем, что они оказываются ответственными за пластический изгиб и скручивание макромолекул. Деформирующей силе, приводящей к выпрямлению скрученных молекул и перемещению их по направлению приложенной нагрузки, необходимо преодолеть внутри- и межмолекулярные взаимодействия, препятствующие этим процессам. В дальнейшем наступает медленное передвижение частично выпрямленных цепей без дополнительного изменения степени свернутости, и в напряженном образце наступает стационарный режим. При освобождении образца от нагрузки частично выпрямленные отрезки через некоторое время, достаточное для преодоления межмолекулярного и внутримолекулярного взаимодействия, возвращаются к наиболее вероятной конформации под влиянием теплового движения. Чем большие напряжения приложены, тем дальше передвигаются молекулы и тем больше деформация. Для наших образцов (AST:ST) во всем интервале приложенных нагрузок деформирование происходило за счет распрямления и перемещения цепей, без разрыва молекулярных связей. Именно поэтому форма отпечатков индентора не меняется при росте нагрузки, вокруг отпечатков трещин и разрушений нет (рис.5)

При больших нагрузках ($P > 100$) релаксационные процессы играют большую роль, так как под индентором создаются очень большие напряжения. В этом случае вклад релаксационных процессов в деформирование возрастает, отношение $\Delta N/N_1$ становится больше 1.

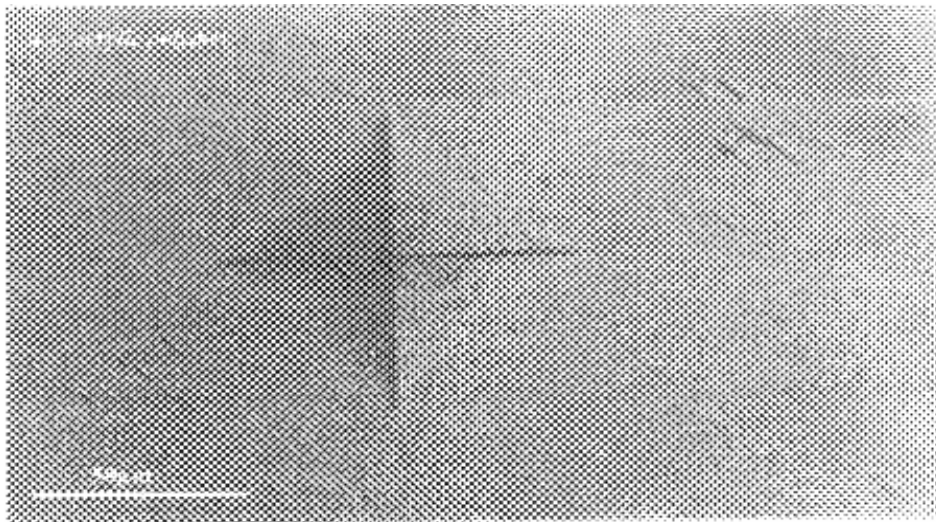


Рис. 5. Вид отпечатка индентора для полимерного соединения AST:ST ($P = 25$ г)

3.2 Влияние облучения на микротвердость

Отличительной особенностью высокомолекулярных соединений является резкое изменение физических свойств под влиянием внешних факторов (облучения, температуры). Рассмотрим влияние разных доз ультрафиолетового облучения на микротвердость соединений AST:GMA (рис. 6). Видно, что на поверхности образца наблюдается значительное упрочнение: H возрастает в 2 раза при облучении в течение 30 мин и в 2,5 раза в течение часа. Однако при дальнейшем внедрении индентора (т.е. при проникновении внутрь образца) H уменьшается и приближается к нерадиационному значению (в первом случае сливается). Это свидетельствует о том, что наш аминотирильный материал склонен к упрочнению под действием используемого нами облучения, но для получения более существенных результатов упрочнения в объеме материала необходимо использовать более мощные типы облучения (тяжелыми ионами, позитронами).

Для изучения продолжительности релаксационных процессов после облучения в исследуемых материалах снималась зависимость $H(P)$ для состаренного материала. Для этого облученный в течение 60 мин образец хранился при комнатной температуре (шесть месяцев), а затем деформировался при разных нагрузках. Зависимость $H(P)$ представлена на рис. 6.

Как видно из рис. 7, старение облученных образцов приводит к изменению поведения микротвердости: на поверхности значения H несколько уменьшились, т.е. полимерный материал разупрочнился, однако при дальнейшем продвижении вглубь мы наблюдаем значительное упрочнение по сравнению с свежееоблученным материалом. Значения микротвердости также уменьшаются с ростом нагрузки, но это уменьшение не является существенным.

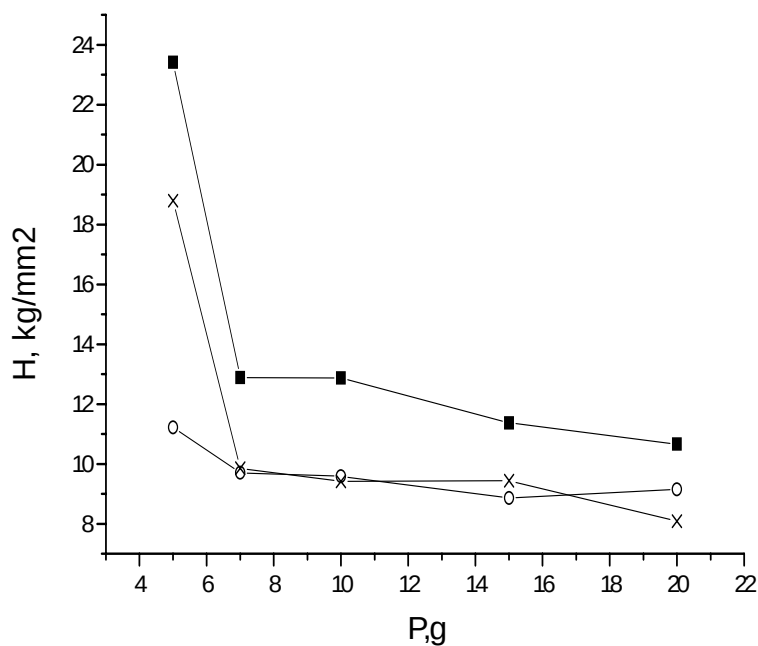


Рис. 6. Влияние радиации на $H(P)$ для AST:GMA: $\times$ – необлученный образец; $\circ$ – после облучения в течение 30 мин; $\blacksquare$ – 60 мин.

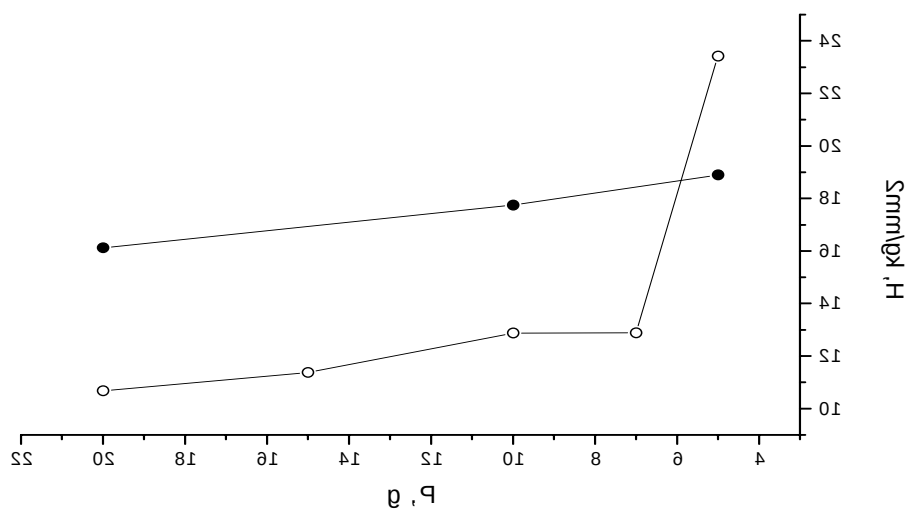


Рис. 7. Зависимость микротвердости (H) от нагрузки (P) для полимерных композитов AST:GMA: $\circ$ - после облучения (60 мин), $\bullet$ - после облучения и старения (1 месяц)

Итак, приведенные выше результаты могут представлять интерес с точки зрения отыскания путей эффективного воздействия на прочность полимерных соединений на основе аминостирила (AST:GMA и AST:ST). Особенности строения полимерных материалов обуславливают возможность развития особого механизма деформации, связанного с изменением конформационного набора макромолекул.

Благодарность

Автор выражает искреннюю и глубокую благодарность д.х.н. Робу Степану Васильевичу за получение полимерных соединений большой толщины и высокого качества, а также д.ф.м.н. Биволю Валерию Виссарионовичу за обсуждение полученных результатов помощь в написании статьи.

Список литературы

1. V.Bivol, S.Robu, G.Dragalina, L.Bostan, A.Prisacari, A.Coban. Applications of Photonic Technology 4, Photonics North. SPIE Volume 4087, 2000, p.754 – 760
2. Bivol V.V., Vlad L.A., Akimova E.A., Robu S.V., Tridduh G.M., Prisacari A.M. Balkan Physics Letter, V. 5, 1997, Proc. Suppl. p.401-405.
3. Bivol V.V., Barba N.A., Robu S., Vlad L.A., Ishimov V.M., Prisacari A.M., Triduh G.M., Akimova E.A. Proceedings of SPIE, V.3405, 1998, p.790-795.
4. Bivol V.V., Robu S.V. Book of Abstracts of 5th International Conference on Frontiers of Polymers and Advanced Materials and NATO ARW on Polymers and Composites for Special Applications. Poznan, Poland, 1999, p.137-138.
5. Bivol V.V., Robu S.V., Barba N.A., Dragalina G.A., Vlad L.A., Dementiev I.V., Prisacari A.M. Proceedings of SIOEL'98, Bucharest, Romania, 1998. p.85-90.
6. Bivol V., Robu S., T.Necsoiu, M.Robu. Romanian Journal of Optoelectronics, V. 8, Issue 2, Bucharest, Romania, 2000, p. 45-52.
7. Perrin F.X., Vannhan Nguyen, Vernet J.L. Polymer 43, 2002, p. 6159-6167.
8. Beake B.D., Leggett G.J. Polymer 43, 2002, p. 319-327.
9. Soloukhin Victor A., Posthumus Willen, Brokken-Zijp Jose C.M. Polymer 43, 2002, p. 6169-6181.
10. Abd El-Kader, Mansour A.B., El-Lawindy. Polymer Testing 21, 2002, 847-850
11. Шур А.М. Высокотвердые Соединения. Из-во «Высшая школа», Москва, 1971, 519 с.
12. Боярская Ю.С. Деформирование кристаллов при испытаниях на микротвердость. Штиинца, Кишинев, 1972, 235 с.
13. Buckle H. Metall Rev 1959, 4, p. 49.
14. Buckle H. Science of Hardness Testing and its Research Applications. Ohio: Westbook JH and Conrad Metals Park: 1971.
15. Petrica J.B., Tabor D. Surface Sci. 1979, 89. 255p.
16. Mon B.W. Micro-indentation Testing. London: Butterworths Scientific, 1956.
17. El-Raghy T., Zavaliangos A., Barsoum M., Kalidindi S.R. J. Am. Ceram. Soc. 1997, 80, p. 513.
18. Грабко Д.З., Палистрант Н.А., Житарь В. Ф. Неорг. Мат., 2000 , т.36, Россия
19. Владимиров В.И., Перцев Н.А. В сборнике: «Экспериментальное Исследование и Теоретическое Описание Дисклинаций», 1984, p. 37-64.
20. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в Кристаллах. Ленинград, Издательство “Наука”, Ленинградское отделение, 1986, 223 с.

УДК 639.3

СБОРНЫЕ НЕСУЩИЕ КОНСТРУКЦИИ, ПОДВЕРГАЕМЫЕ ЦИКЛИЧЕСКОМУ НАГРУЖЕНИЮ. СОЗДАНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО-НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ

Панов А. Н.

Институт механики и надежности машин Академии наук, Минск, Беларусь

a.panov@tut.by

Остаточными напряжениями (ОН) называют напряжения в замкнутой системе, на которую не воздействуют внешние силовые факторы. Связанные с ОН внутренние силовые факторы находятся в равновесии. Наиболее широко используется классификация ОН предложенная Н.Н.Давиденковым (различие ОН в объемах, в которых эти напряжения уравниваются). Напряжения I рода (макронапряжения) уравниваются в объеме всего образца, детали или сборочной единицы. Причиной возникновения ОН являются:

- неоднородная пластическая деформация монолитного объема (термическая обработка, сварка, обработка резанием, холодная деформация и др.);
- сборочные операции между несколькими объемами (сварка, нанесение защитного покрытия, диффузия, сборка конструкций; натяжение при намотке, сушка, охлаждение и усадка композитов и др.).

Что касается применения ОН в искусственных объектах, то широкое распространение получили различные методы упрочнения деталей, а также усиление конструкций методами регулирования напряжений. Классификация методов искусственного регулирования напряжений в металлоконструкциях представлена в работе [1]. Можно видеть, что искусственное регулирование напряжений осуществляется двумя методами без использования высокопрочных элементов (изменение первоначальной схемы нагружения, применение контргрузов, выгиб конструкции, изменением уровня опор, введение предварительно сжатых стержней и др.), и с использованием предварительно напряженных высокопрочных элементов (затяжек; шпренгелей; вант, подвергнутых предварительному напряжению и др.).

В работе [2] рассматриваются вопросы сопротивления усталости многоэлементных предварительно напряженных машиностроительных конструкций (станин металлургического оборудования, скрепленного затянутой лентой). Влияние ОН на сопротивление усталости, живучесть, размеры и форму, а также устойчивость металлоконструкций строительных и дорожных машин рассматриваются в работах [1-4].

Резервы повышения сопротивления усталости несущих конструкций, работающих при переменных напряжениях, кроются в таком свойстве, как чувствительность металлов к асимметрии цикла переменных напряжений. Указанное свойство характеризуется коэффициентом чувствительности металла к асимметрии цикла

$$\varphi_{\sigma} = \frac{2\sigma_{-1} - \sigma_0}{\sigma_0},$$

где σ_{-1} , σ_0 – пределы выносливости при симметричном и отнулевом циклах нагружения соответственно. Значения φ обычно находятся в пределах 0,1...0,2 для углеродистых сталей и 0,2...0,3 для легированных. Указанный параметр можно использовать в первом

приближении и при оценке влияния остаточных напряжений (погрешность возникает при условии протекания пластических деформаций).

Степень влияния остаточных напряжений на выносливость сварных соединений и сборных конструкций можно оценить следующим образом

$$\sigma_a = \sigma_{-1} - \varphi \sigma_m,$$

где σ_a – предельная амплитуда напряжений; σ_m – среднее напряжение цикла; при этом величина остаточных напряжений $\sigma_{ост} = \sigma_m$

Для сталей марок Ст3 или низколегированной при растяжении-сжатии $\varphi = 0,2...0,3$, а отношение $\sigma_{ост} / \sigma_{-1} = 1...1,5$ (и более). В зависимости от типа соединения, а также наличия конструктивных концентраторов, предел выносливости может снижаться на 20...50 %. Технологические методы позволяют снижать отрицательный эффект влияния растягивающих напряжений. При этом σ_a и σ_{-1} принимают значения характеристик, полученных на стандартных образцах с учетом коэффициентов влияния конструкторско-технологических факторов зоны разрушения конструкции, либо оцененных на локальных моделях [4].

Необходимо отметить четыре немаловажных аспекта использования резерва повышения ресурса конструкций. Во-первых, это наличие конструкторско-технологических ограничений; во-вторых, сложность конструкций создает множество вариантов реализации способов; в третьих, не достаточная разработанность расчетных методов оценки величин ОН в сложных конструкциях (в отличие от экспериментальных методов), и, наконец, в четвертых, отсутствие достаточно простых и широко используемых методов расчета технико-экономической эффективности в эксплуатации принятия того или иного технического решения. Рассмотрим их ниже.

К конструкторско-технологическим ограничениям можно отнести: реализуемость технологических процессов создания ОН; не превышение пределов текучести, выносливости, характеристик потери устойчивости для элементов конструкции; условия не раскрытия стыка, не снижения пределов выносливости для болтовых и заклепочных соединений и др.; обеспечение определенного закона распределения суммарных напряжений при рабочей нагрузке.

Что касается учета сложности конструкции и множества вариантов реализации способов, можно отметить следующее. Для выбора наилучшего варианта в заданных условиях необходимо использовать методы оптимизации несущих конструкций, в том числе, с учетом ОН.

К сожалению, в существующей практике не используется в достаточной мере оптимизация с целью достижения максимальной эффективности использования того или иного конструкторско-технологического варианта. Имеющиеся методы страдают двумя основными недостатками. Сложностью ручного счета при отсутствии широко апробированных программных средств и необходимостью множества числовых значений, которые крайне сложно "заставить" искать разработчика конструкции.

Рассмотрим еще один немаловажный аспект-методику оценки ОН в конструкциях. Создание расчетных методов оценки ОН в несущих конструкциях представляет собой самостоятельные задачи и, в отличие от экспериментальных методов, разработаны недостаточно. Тем не менее, на стадии проектных расчетов конструкций без них не обойтись.

Проектная идеология расчета в дополнение к экспериментальной методике должна состоять в следующем (рис.1). Блоки, выделенные двойной рамкой, по-видимому, являются основополагающими. Необходимо отметить, что, согласно литературным данным, влияние средних напряжений на сопротивление усталости (предел выносливости) болтовых соединений не существенно для болтов из мягкой стали с нарезанной

резьбой при растяжении и при растяжении с изгибом для болтов различных классов прочности. Для заклепочных соединений, как показали исследования, асимметрия цикла нагружения при растяжении с изгибом несущественно влияет на предел выносливости одиночной заклепки. И, тем не менее, нельзя считать данные утверждения верными для всех значений поскольку необходимо учитывать влияние деталей стыка, а также, что напряжение затяжки болтов (усадки заклепок) существенно проявляется на сопротивлении усталости крепежа особенно для крайних значений и при раскрытии стыка. Поэтому при создании остаточных напряжений от сборки к оценке перегрузки крепежа необходимо относиться предельно внимательно.

Рассмотрим предлагаемую концепцию создания предварительно-напряженного состояния в сборных конструкциях, подвергаемых циклическому нагружению.

Цель – создание методики, позволяющей получить экономический эффект при эксплуатации технического объекта за счет использования резервов конструкции (подвергаемой в эксплуатации циклическому нагружению и определяющей ресурс технического объекта) путем создания остаточных напряжений от сборки. Обобщенный алгоритм указанной методики представлен на рис. 2. Даже предварительный просмотр алгоритма позволяет сделать вывод о необходимости системного подхода к разработке конструкции, а также наличия многочисленных наработок расчетного и экспериментального характера, квалифицированных кадров и программно-аппаратных средств, в том числе, баз данных и знаний.

Важным моментом в создании программных средств является удобство для пользователя. Дело в том, что расчетчику-прочности необходимо решать как прямую, так и обратную задачи создания благоприятного распределения сборочных напряжений. Под прямой задачей понимается задача оценки эффективности заданного варианта изменения конструкции при известных ограничениях. Обратная задача - задача выбора величины остаточных напряжений по заданной величине изменения благоприятного фактора (например, повышение ресурса) и проверки выполнения ограничений.

Рассмотрим проблему моделирования и управления остаточными напряжениями в несущих конструкциях транспортных средств. Причиной возникновения остаточных напряжений I рода (ОНС) является применяемый в авто- и авиастроении метод упругой (или силовой) сборки несущих элементов с использованием крепежа (заклепки, болты и т.п.). Данный метод представляет собой один из способов технологической компенсации погрешностей изготовления несущих элементов, обладающих малой жесткостью. ОНС имеют случайный характер; при их суммировании с эксплуатационными увеличивается среднеквадратическое отклонение долговечности конструкции. Благоприятное же с позиций усталости распределение ОНС, как правило, позволяет увеличить ресурс.

Проблема моделирования при проектировании продукции, процессов сборки и использования благоприятного эффекта на циклическую долговечность еще далека от решения. В частности, отсутствуют рекомендации и методики: по назначению предельных отклонений соединяемых податливых элементов сборных конструкций; экспериментального измерения и расчета сборочных напряжений в зонах стыков имеющих концентрации напряжений (отверстия под заклепки, болты), оценка которых возможна, например, только методом конечных элементов; каким образом за счет технологического процесса сборки снижать отрицательное влияние растягивающих либо повышать влияние сжимающих напряжений на ресурс конструкций, в случае если имеется множество потенциальных зон повреждений конструкции. Остается открытым и вопрос релаксации напряжений в случае воздействия на конструкцию при эксплуатации циклического нагружения.

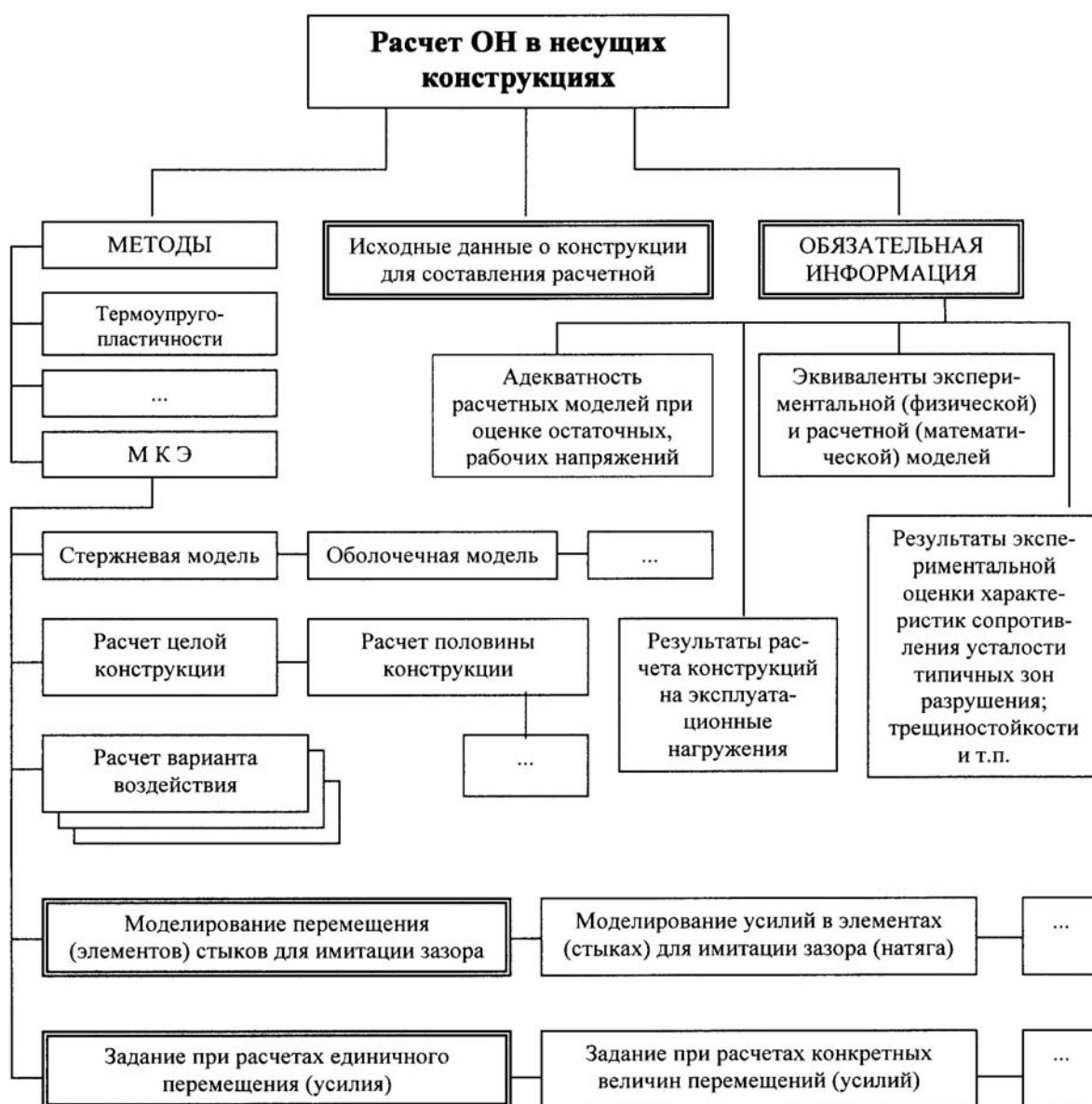


Рис.1. Проектная идеология расчета остаточных напряжений в несущих конструкциях.

Объектом исследования являлись рамы автомобиля (рис.3.1) большой грузоподъемности (типа трехосных тягачей). Для экспериментального определения ОНС в элементах (в зонах зарождения усталостных трещин), а также внутренних силовых факторов (ВСФ) в крепеже использовался метод тензометрии.

Первая задача – изучить причину возникновения ОНС в раме при ее сборке согласно технологическому процессу. При этом варьировали длину и расположение (угол относительно номинального) поверхностей кронштейнов внутренних поперечин.

Вторая задача - ответить на вопрос, релаксируют ли до нуля ОНС в результате циклического нагружения. Рамы, имеющие предельные повреждения – трещины на элементах, после испытания на стенде разрезали по лонжеронам или по внутренним поперечинам.

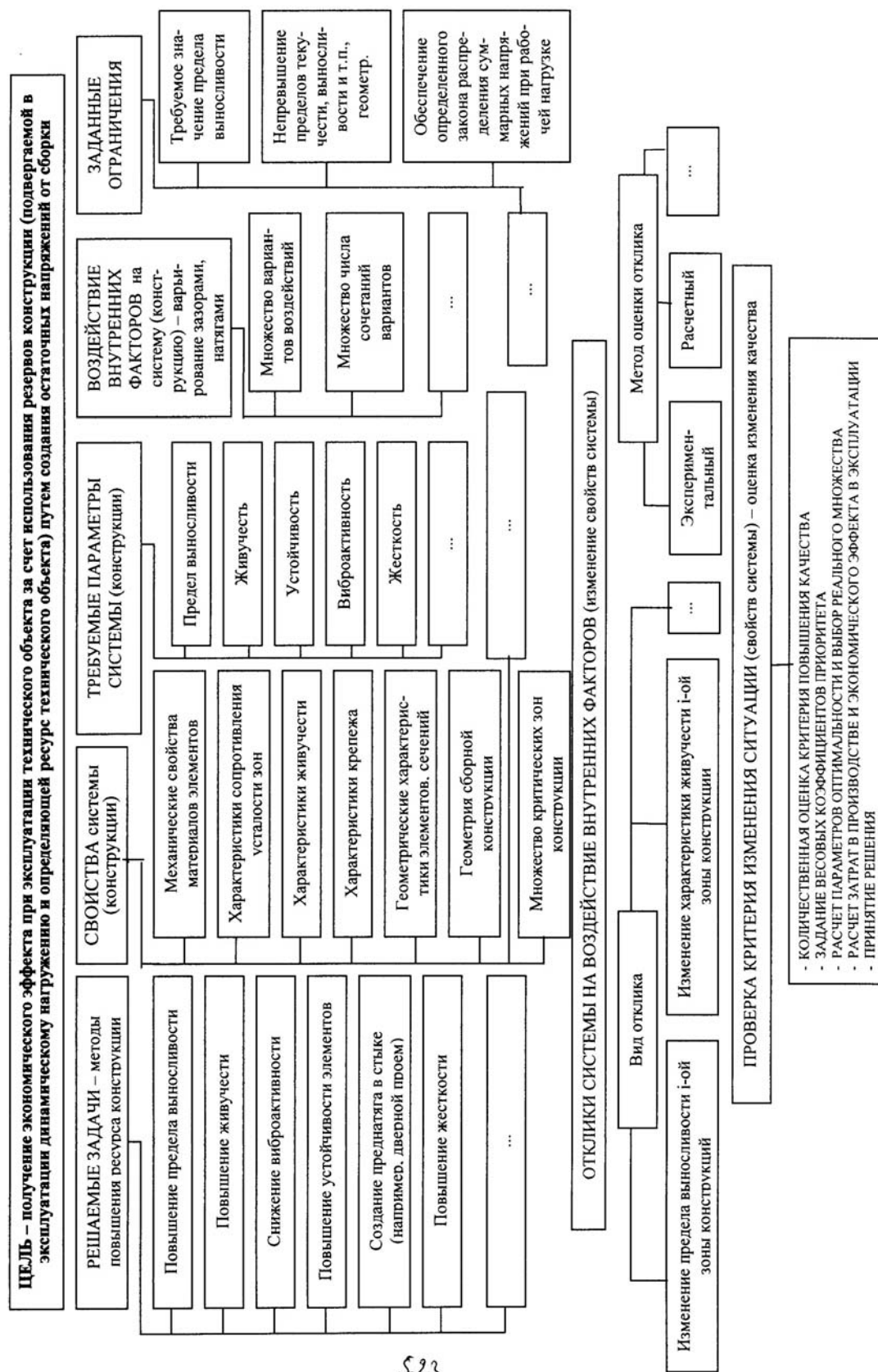


Рис. 2 Обобщенный алгоритм повышения эффективности конструкции путем создания остаточных (сборочных) напряжений

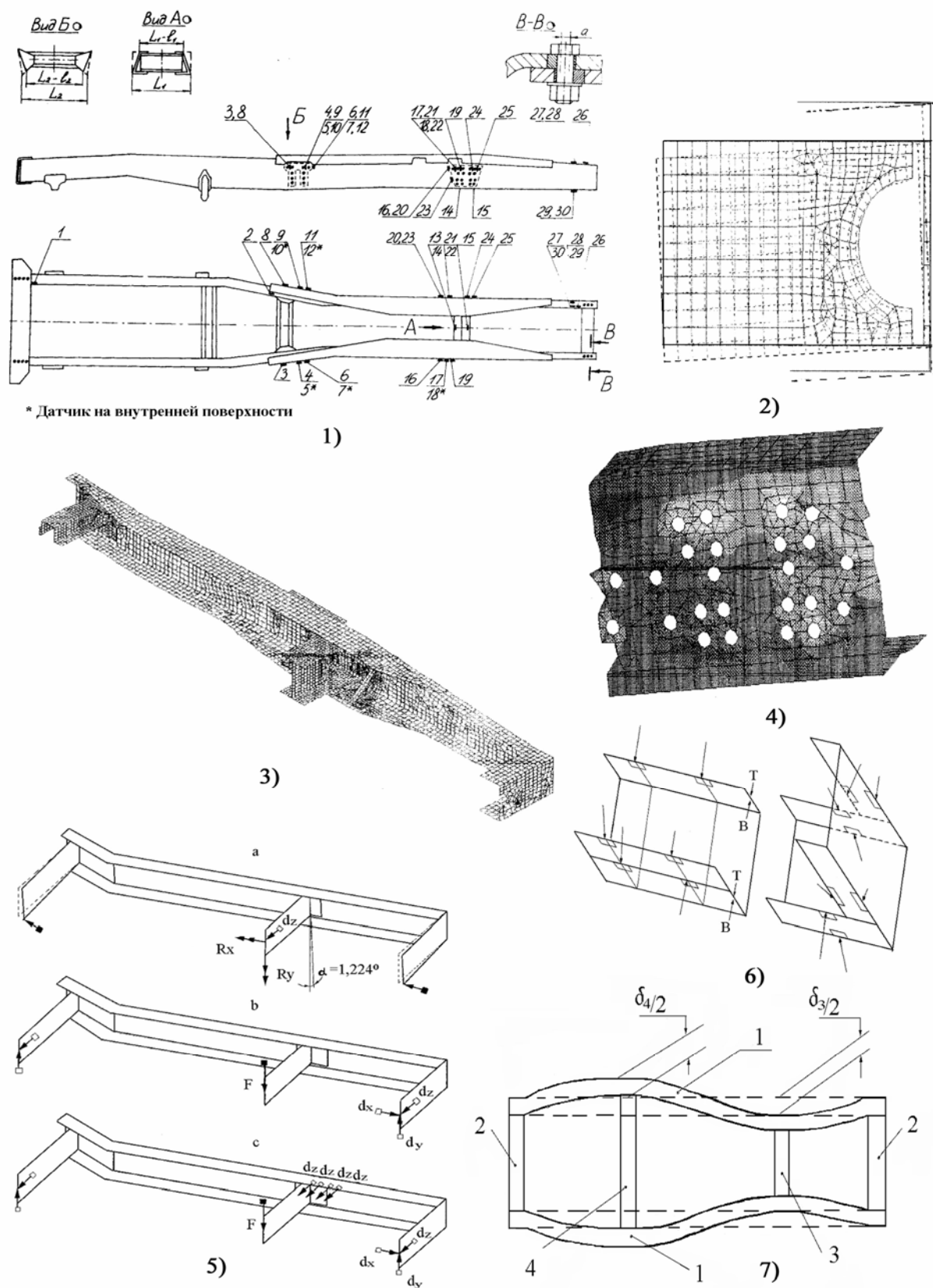


Рис. 3. Физическое и математическое моделирование ОНС

Третья задача – исследовались рамы с рекомендуемыми длинами внутренних поперечин, а также формой и расположением их кронштейнов (рис.3.1) с целью создания сжимающих ОНС в зонах зарождения трещин.

При решении *четвертой задачи* определялись ВСФ от сборки, возникающие в заклепках, наиболее часто разрушающихся в эксплуатации (крепление задней поперечины и т.д.). Для этого была разработана методика и тензометрический болт [4], позволяющий измерять осевые силы и изгибающие моменты, действующие на заклепку при монтаже рамы.

Пятая задача – совершенствование методики расчета методом конечных элементов (МКЭ) величин ОНС и ВСФ в сложных конструкциях. В процессе исследований моделировалось три варианта нагружения (рис.3.5), оценивалось напряженно-деформированное состояние несущих элементов и крепежа (рис. 3.3, 3.4, 3.6).

Разработка методик создания и оптимизации (в том числе технико-экономической) ОНС за счет изменения размеров, формы и расположения входящих элементов – шестая задача. Конструкторско-технологическим ограничением этого являлось: реализуемость технологических процессов; не превышение пределов текучести, выносливости, характеристик потери устойчивости для элементов конструкции; условие не раскрытия стыка, не снижения пределов выносливости для болтовых и заклепочных соединений и др.; обеспечение определенного закона распределения суммарных напряжений при рабочей нагрузке.

Результаты исследований показали следующее:

а) ОНС на кромках полок и нормальные осевые ОНС на стенках у отверстий лонжеронов распределены сложным образом и достигают в исследуемой раме с фактическими размерами рабочих; суммарный зазор между стенками лонжеронов и кронштейнами внутренних поперечин колеблется от нуля и до 1,5 толщин металла из которого изготовлены лонжероны. Отмеченные деформации определяются как геометрией лонжеронов, так и поперечин, а варьирование последних приводит к сложному перераспределению ОНС и позволяет выявить как наиболее неблагоприятные, так и рекомендуемые сочетания.

б) В раме после циклических испытаний ОНС не релаксируют до нуля и достигают на кромках полок лонжеронов, в зонах отсутствия и распространения трещин (осевые нормальные поперек развития трещин) рабочих напряжений, что может существенно влиять на их развитие. При этом линейные деформации по ширине рамы в результате ее разрезки достигают величин, равных толщине используемого листового металла.

в) В потенциальных зонах зарождения трещин возможно создание благоприятных сжимающих напряжений, при этом нет необходимости ужесточать технологические допуски на поперечины, а следует задавать зазоры между стыкуемыми поверхностями лонжеронов и поперечин в локальных областях.

г) Наибольшие растягивающие усилия и моменты в заклепке соединения полок лонжерона и задней поперечины достигают 7-15 % от предела выносливости одиночной заклепки, а величина зазора между полками уменьшается от 0,5 толщины применяемого для изготовления полки поперечины материала.

Таким образом, показано, что при планировании и прогнозировании циклической долговечности конструкций, в которых предусматривается использование упругой сборки как метода технологической компенсации погрешностей изготовления, необходимо учитывать и управлять ОНС.

Рассмотрим задачу принудительной релаксации остаточных напряжений в сборных несущих конструкциях.

Для снижения величин ОНС рекомендован способ [4], отличающийся тем, что собранную раму (рис.3.7, где δ – отклонения длин поперечин от величины, требуемой

для сборки конструкции без создания ОНС) одновременно нагревают локально в частях поперечин имеющих наименьшее поперечное сечение, до температуры не ниже температуры рекристаллизации и не выше верхнего предела температуры горячей обработки давлением материала поперечины (для стали 700...1300° С), при этом ширину зоны нагрева h определяют по предложенному выражению

$$h \geq |KY / (1 - K)|,$$

где K – коэффициент допустимого изменения площади сечения поперечины в зоне нагрева (рекомендуется $1,25 \geq K \geq 0,8$); Y – сумма полей допусков на длину поперечины и кривизну лонжеронов.

Управление остаточными напряжениями с учетом множества зон повреждений в сборных конструкциях представляет собой особую задачу.

Предложен способ [4] сборки, включающий соединение элементов конструкции при предварительно выбранных отклонениях отдельных элементов для обеспечения создания в них сжимающих напряжений, формирование вариантов сборки с различными номинальными размерами, формой и расположением элементов в заданных геометрических пределах, измерение нагруженности в возможных зонах разрушения, оценку для каждой зоны величину предела выносливости и сопоставление ее с допустимой величиной, выбор варианта сборки, для которого величина I , определяемая по формуле:

$$I = \sum_{i=1}^n C_i \left(\frac{\sigma_{ai} - [\sigma_{ai\min}]}{[\sigma_{ai\min}]} \right) + \sum_{j=1}^k C_j \left(\frac{\sigma_{aj} - [\sigma_{aj\min}]}{[\sigma_{aj\min}]} \right),$$

принимает наибольшее значение, где: i, j – число типичных зон разрушения, лимитирующих и не лимитирующих долговечность конструкции; σ – значение предела выносливости зоны, полученное в результате варианта сборки; $\sigma_{\min}$ – минимальное значение предела выносливости зоны, обеспечивающее требуемую долговечность конструкции; C_i, C_j – весовые коэффициенты приоритета для каждой зоны, причем

$$\sigma_{ai} - [\sigma_{ai\min}] \geq 0$$

$$\sigma_{aj} - [\sigma_{aj\min}] \geq 0$$

Для оценки экономической эффективности предложено выражение (коэффициент экономической эффективности), достаточное для данного этапа разработки конструкции,

$$\mathcal{E}_N = (K_{pN} / K_{u3N}) - 1,$$

где K_{pN} , K_{u3N} – соответственно, коэффициенты увеличения ресурса и трудоемкости изготовления (при $\mathcal{E}_N \leq 0$ отсутствие экономического эффекта).

Для реализации способа предложены алгоритмы и программное обеспечение прямой и обратной задачи. Под прямой задачей понимается оценка эффективности заданного варианта изменения конструкции при известных ограничениях. Под обратной – выбор величины остаточных напряжений по заданному изменению благоприятного фактора (например, повышение ресурса) и проверка выполнения ограничений (в том числе допускаемых значений ВСФ для крепежа).

Рассмотрим еще один немаловажный аспект-методику расчетной оценки ОН в конструкциях. Создание расчетных методов оценки ОН в несущих конструкциях представляет собой самостоятельные задачи и, в отличие от экспериментальных методов разработаны недостаточно. Тем не менее, на стадии проектных расчетов конструкций без них не обойтись. Нельзя считать, что влияние средних напряжений, а значит и сборочных, на сопротивление усталости (предел выносливости) болтовых соединений и

заклепочных соединений не существенно. Необходимо учитывать влияние деталей стыка, а также, что напряжение затяжки болтов (усадки заклепок) существенно проявляется на сопротивлении усталости крепежа особенно для крайних значений и при раскрытии стыка.

Поэтому при создании остаточных напряжений от сборки к оценке перегрузки крепежа необходимо относиться предельно внимательно. Объектом исследования являлась рама (седельного тягача). Целью проводимых исследований являлось создание расчетной конечноэлементной модели, позволяющей осуществить оценку напряженно-деформированного состояния несущей конструкции, подвергнутой упругой сборке. Причем такой сборки, которая позволяет создать сжимающие напряжения на поверхности в зоне зарождения трещин. В качестве примера исследовалась зона соединения лонжерона с четвертой поперечиной рамы (зона наиболее вероятного зарождения трещин между отверстиями на стенке лонжерона).

Создана [4] конечноэлементная модель, позволяющая оценивать напряженно-деформированное состояние несущей конструкции, подвергнутой упругой сборке. В качестве примера исследовалась зона соединения лонжерона с четвертой поперечиной рамы (зона наиболее вероятного зарождения трещин между отверстиями на стенке лонжерона). Модель (конечными элементами пакета ANSYS) части рамы (рис.3.2) выполнялась с повторением реальных размеров. Конструктивные элементы рамы из листового проката моделировались оболочечными, трубчатые и прутковые профили (в том числе тела болтов и заклепок) - трехмерными балочными элементами, имеющими характеристики реальных профилей и т.д. К особенностям конечноэлементной модели необходимо отнести следующее:

- а) для осуществления взаимодействия между двумя контактирующими поверхностями (в зоне кронштейна 4-й поперечины и стенки лонжерона) и предотвращения их взаимопроникновения использовались GAP-элементы; они характеризуются тем, что их жесткость при работе на сжатие больше, чем у конструктивных элементов и равна нулю при растяжении;
- б) стенка лонжерона, контактирующая со стенкой усилителя, а также стенка и полка лонжерона в сопряжении с кронштейном поперечины N 3 и полками поперечины N 5 моделировались вместе плоскостью увеличенной толщины;
- в) модель заклепки состояла из двух восьмиугольных областей, выполненных по размеру головки заклепки и разбитых на 8 треугольных элементов с толщиной большей, чем у соединяемых поверхностей, и балочного элемента, соединяющего центры этих областей и имеющего характеристики сечения такие же, что и у тела заклепки.

В процессе исследований моделировалось остаточные напряжения тремя вариантами нагружения.

Первый случай нагружения. Исследуемая поперечина и стенка лонжерона выполнены под углом (соответствует 5 мм линейного перемещения). На соседние поперечины прикладывались перемещения для обеспечения требуемой геометрии рамы.

Второй случай нагружения. На удаленную зону исследуемой поперечины накладывались перемещения обеспечивающие смещение точек исследуемой зоны на 5 мм.

Третий случай нагружения аналогичен второму, плюс дополнительные ограничения на перемещения нижней зоны поперечины.

В результате получены значения напряжений эквивалентных составляющих вдоль осей X , Y , на наружной и внутренней поверхностях, а также по средней линии; внутренних силовых факторов в крепеже, деформации стенки лонжерона (рис.3.2, 3.3, 3.4, 3.6). Анализ напряжений на наружной поверхности лонжерона позволяет сделать вывод, что в зонах зарождения трещин между близко расположенными заклепками верхнего ряда получены МКЭ сжимающие напряжения величиной от -3 до -30 МПа (что с

учетом коэффициента чувствительности конечно-элементной модели $K_s=14,6[4]$, составит от -44 до -438 МПа). И это близко к результатам физического моделирования. Таким образом, предложена методика расчета величин напряжений и ВСФ, возникающих при сборке несущей конструкции - рамы транспортного средства.

Таким образом, итогом работы является следующее.

1. Предложен комплекс методов и средств по экспериментальному исследованию остаточных напряжений, возникающих в несущих элементах и крепеже сборных конструкций транспортных средств.

2. Впервые предложена и апробирована методика расчета МКЭ величин напряжений и ВСФ, возникающих при сборке рамы транспортного средства.

3. Сделан вывод о том, что ОНС не релаксируют до нуля в результате циклического нагружения и могут влиять как на зарождение, так и развитие усталостных трещин.

4. Предложены способы стабилизации, оптимизации влияния и повышения ресурса за счет управления технологической наследственностью - напряжениями от сборки – на долговечность конструкции имеющей множество потенциальных мест повреждений на стадии проектирования и расчетов МКЭ. Предложенная методика использует результаты оценки характеристик сопротивления усталости локальным моделированием, а также расчета конструкции МКЭ на рабочие нагрузки и сборочные (монтажные) воздействия.

Список литературы

1. Проектирование металлических конструкций. В.В. Брюлов, И.И. Кошин, И.И. Крылов и др. - Л.: Стройиздат, 1990.- 432 с.
2. Гольман Л.Д., Коновалов Л.В., Курович А.Н. Многоэлементные предварительно напряженные машиностроительные конструкции. М.: Машиностроение, 1992.
3. Живейнов Н.Н., Карасев Г.Н., Цвей И.Ю. Строительная механика и металлоконструкции строительных и дорожных машин. - М.: Машиностроение, 1988. - 280 с.
4. Панов А.Н. Сборные несущие конструкции. Управление остаточными напряжениями./ Сборка в машиностроении, приборостроении, №4, 2003 с.34-38.

УДК 639.2

СБОРНЫЕ НЕСУЩИЕ КОНСТРУКЦИИ МАШИН. ПРОГНОЗИРОВАНИЕ НАДЕЖНОСТИ ПО КОМПЛЕКСНЫМ КРИТЕРИЯМ

Панов А. Н.

Институт механики и надежности машин Академии наук, Минск, Беларусь

a.panov@tut.by

Пусть имеется опытный образец продукции (сборочной единицы) либо лишь его проектная документация. Для простоты понимания предлагаемого подхода примем, что рассматриваемая продукция – объект невосстанавливаемый, и контроль его функционирования в эксплуатации не предусмотрен. Традиционно в проекте технических условий (ТУ) либо в техническом задании (ТЗ) нормируется средний ресурс (X_n) и гарантийный срок эксплуатации (x_n). Добавим новые исходные данные, определяемые исхо-

для из требований к системам менеджмента качества и конкурентной экономики. Ими являются: величина потерь (в денежном выражении) из-за не достижения качества (брак, гарантийные ремонты, потеря имиджа и т. п.), затрат на предупреждение (проектирование и т.п.) и контроль объекта; классификация серьезности последствий для несоответствий на всех уровнях детализации объекта; допустимый показатель FMEA для продукта - [RPN]; количество несоответствий на миллион – [PPM]. Величины параметров, упомянутых в дополнении, могут определяться не только внутренними требованиями предприятия, но и условиями контракта на поставку.

Рассмотрим методику прогнозирования показателей надежности машин на этапе анализа проекта согласно, п. 4.4.6. ISO 9001, QS 9000, п. 08.4 VDA6.1 для условий массового и серийного производства [1-7]. Оценку вероятности несоответствия продукции по причинам, возникающим при ее тиражировании в производстве в данной работе, опустим.

Путь структурного анализа, т. е. оценки вероятности отказа сборочной единицы путем перемножения и (или) сложения вероятностей отказа составных частей с учетом многообразия механизмов повреждения и т. д. для рассматриваемого случая малоперспективен. Причины: отсутствие многих исходных данных; сложные зависимости взаимосвязанных процессов; крайняя удаленность результатов от экономических показателей предприятия и продукции; даже в случае оценки вероятности отказа – возврат к исходным данным для поиска слабых звеньев, а затем поиск причин их возникновения; и т. п., а так же то, что предполагаемая стоимость точной информации (EVPI) – разность между ожидаемой прибылью в условиях уверенности и ожидаемой прибылью в условиях риска - не может быть высокой. Упомянутые подходы крайне затруднительно использовать (и практика это подтверждает) для сложной продукции массового и серийного производства конкурентоспособные сроки постановки на производство которых в настоящее время не превышают трех лет. Примеры такой продукции – автомобили, тракторы.

Предлагается идти по пути – от сложного к простому, развертывая функции качества; структурируя: конструкцию, функции; анализируя «дерево дефектов – дерево причин»; прогнозируя вероятность появления каждой причины несоответствия (с учетом серьезности последствий и вероятности обнаружения при контроле) и сравнивая ее с требуемой. Итогом является оценка экономических последствий несоответствий и затрат на корректировки. Решение принимается, исходя из экономической целесообразности для данного исторического момента жизненного цикла предприятия, проекта, продукции.

Традиционно методики прогнозирования качества и надежности совершенствовались для повышения их точности. Указанная деятельность и политика высшего руководства предприятия в области качества в отсутствии конкуренции вступали в противоречия. Отсутствовала потребность в совершенствовании продукции на основании использования новейших достижений науки и техники. В условиях обострившейся конкуренции необходимо постоянно оценивать эффективность с точки зрения экономических последствий совершенствования продукции, эффективности применяемых методик расчета и анализа и т. д. Предложенный подход был апробирован при прогнозировании ресурса рам автомобилей.

В качестве примера реализации предлагаемого подхода рассмотрим объект – несущую конструкцию транспортного средства. Как правило, данный объект определяет средний ресурс и гарантийный срок эксплуатации для всей системы, составной частью которой он является. Причиной неблагоприятного события, например, является разрушение вследствие усталости, фреттинг-усталости, ослабления соединений, износов и т.д., а данные о нагруженности известны. Структурно конструкция состоит из следующих уровней: узел; соединение с группой крепежа; соединение с единицей крепежа;

зона повреждения. Функции несущей конструкции - обеспечение компоновки, нормальной работы агрегатов, контакта колес с дорогой и т. д. В таком случае «дерево дефектов» - снижение жесткости несущей конструкции, элементов и т. п., а «дерево причин» – разрушение несущих элементов, крепежных деталей и т.п..

Прогнозирование вероятности появления неблагоприятного события осуществим поэтапно:

1. Оценим (для каждой зоны повреждения) характеристики сопротивления конструкции нагружению (характеристики сопротивления усталости и т.п.) по справочникам, либо путем локального моделирования с учетом влияния различных конструкторско-технологических факторов.

2. Проанализируем нагруженность:

2.1. Случай I (имеются записи о нагруженности опытного образца в эксплуатации, на полигоне, стенде)

а) схематизация методом «потоков дождя» (либо другим) случайных процессов нагружения потенциальных зон зарождения трещин при эксплуатации;

б) приведение случайных процессов нагружения с переменным коэффициентом асимметрии к эквивалентному по повреждению с постоянным R .

При этом используется выражение

$$\sigma_i = \sigma_{ai} + \psi (\sigma_{mi} - \bar{\sigma}_m),$$

где σ_{ai} и σ_{mi} – амплитуда и среднее напряжение i -го цикла случайного процесса; ψ – коэффициент чувствительности асимметрии нагружения; $\bar{\sigma}_m$ – общее значение среднего напряжения;

в) представление полученных процессов в виде вариационных рядов с помощью трехпараметрического уравнения Почтенного Е.К.:

$$n_i / (N_{бл} + 1) = \exp [-(\sigma_i^m - A) / B],$$

где $N_{бл}$ – число значений амплитуд σ_i – в полученном ряду; n_i – порядковый номер амплитуды σ_i – в убывающем вариационном ряду; A , B , m – параметры.

г) формирование обобщенного блока нагружения учитывающий комплекс эксплуатационных условий.

2.2 Случай II (имеются результаты расчета конструкции, например, методом конечных элементов с соответствующими уточнениями (коэффициент чувствительности КЭ модели и т. п.)).

а) формирование обобщенного блока нагружения, учитывающего комплекс расчетных случаев.

Затем повторяются этапы б), в).

3. Рассчитаем циклическую долговечность в циклах, блоках, км пробега и т. д., используя гипотезы суммирования усталостных повреждений: линейную, скорректированную и с учетом снижения предела выносливости

$$N = \sum_{j=1}^{j=q} \left(1 / \sum_{i=1}^{i=k} \beta_i / \Delta N_i \right),$$

где q – число фиксированных значений предела выносливости, k – число повреждающих ступеней напряжения при j -том значении предела выносливости, ΔN_i – разность долговечностей, вычисляемых по уравнению кривой усталости при i -том напряжении в рассматриваемом интервале снижения предела выносливости, β_i – относительная продолжительность действия напряжения σ_i в блоке.

4. Оценим вероятное количество несоответствий исходя из посылки что каждая причина (повреждение элемента системы) приведет к возникновению отказа. Критерии

несоответствия – не достижение заданного среднего ресурса, гарантийной наработки и т. д. При допущении о нормальном распределении и использовании таблиц квантиль нормального распределения

$$U = (X_n - \bar{X}_i) / S_i,$$

где X_n – граничные значения (средний ресурс, гарантийный пробег и т. д.); $\bar{X}_i$ – среднее значение ресурса; S_i – стандартное отклонение.

5. Сравним расчетную величину несоответствий (PPM) с базовой [PPM].

6. Оценим вероятность появления несоответствия в связи с серьезностью возникновения последствий. Для этого используем фактические показатели FMEA – RPN и сравним их с допустимой величиной.

7. На основании анализа потенциальных затрат и потерь примем решение о соответствии конструкции требованиям контракта, о необходимости корректировки (конструкторской документации, снижение рассеяния характеристик соответствия деталей путем ужесточения требований к субпоставщикам, резервирование ресурсов на рекламации и т.п.) либо экономической нецелесообразности совершенствования продукции.

Пример реализации. Объект – рама автомобиля, состоящая из несущих элементов и крепежных деталей. По ТЗ или проекту ТУ:

- средний ресурс, $X_n = 800000$ км;
- гарантийная наработка $x_n = 80000$ км;
- критерий отказа – не обеспечение функционирования закрепленных на раме узлов и агрегатов в заданных кинематических ограничениях, причина – разрушение несущих элементов и крепежных деталей;
- вид нагружения – циклическая нагрузка от заданных условий эксплуатации, приведенная к эквивалентному блоку.

Исходя из результатов анализа и планирования качества (в рамках функционирования системы менеджмента предприятия) назначаются и для нашего примера известны:

-стоимость возврата транспортного средства из-за обнаруженных несоответствий 1200\$(здесь и далее финансовые показатели, являющиеся коммерческой тайной, приведены в качестве примера);

- гарантийного ремонта - 1000\$;
- перепроектирования - 5000\$;
- потери имиджа (ниши рынка) – 100\$ на каждый несоответствующий автомобиль;
- показатели серьезности последствий несоответствия – «С»; вероятности возникновения причины несоответствия - «О»; вероятности обнаружения при контроле - «D» определенные согласно рекомендациям;

- показатель [PPM] = 2000;
- объем выпуска – 10000 автомобилей;
- показатель [RPN] = 200;
- характеристики сопротивления усталости для зон повреждений несущих элементов и крепежных деталей (болты, заклепки, сварка) и их чувствительность к конструкторско-технологическим факторам (например, остаточным напряжениям от сборки).

В результате прогнозирования по предложенному алгоритму получили для каждой i -той зоны: $\bar{X}_i$; S_i ; PPM _{i} ; RPN _{i} .

Вероятность отказа несущей конструкции, представленной как независимые последовательно и (или) параллельно соединенные элементы, рассчитанная по традиционной методике, была бы близка к единице, то есть вероятность того, что автомобиль выработает средний ресурс практически близка к нулю, что далеко от реальности. Причины – не однозначность критерия (не принятие во внимание серь-

езности последствий каждого несоответствия), статическая неопределимость сложной конструкции (недопустимо считать отказы независимыми событиями).

Для иллюстрации нашего примера воспользуемся данными публикаций для несущих конструкций автомобилей большой грузоподъемности:

1) для полки лонжерона рамы (см. табл.) $\bar{X} = 1100000$ км; $S = 184547$ км; тогда - фактический показатель $RPN = 8 \times 8 \times 10 = 640 > 200$, поскольку серьезность последствий - “отказ не связан с безопасностью человека, полная потеря функции продукции” $C = 8$, $O = 8$, $D = 10$; - фактический $PPM = 52000 > 2000$ (т.е. 5,2 % автомобилей не вырабатывает средний ресурс);

2) для каждой заклепки (болта) перегрузка (n – см. рис.) которой больше 0% (при $X_n = 0\%$ не наступает превышение предела выносливости соединения по критерию разрушения крепежа с вероятностью не разрушения 0,5), например, $\bar{X} = 128\%$ (перегрузка заклепок); $S = 10\%$; тогда $RPN = 7 \times 6 \times 10 = 420 > 200$, серьезность последствий – “функционирование продукции на очень низком уровне, потребитель крайне неудовлетворен”, $C = 7$, $O = 6$, $D = 10$; фактический PPM стремится к 1000000, то есть практически все 100% автомобилей при среднем ресурсе будут иметь разрушенный крепеж;.

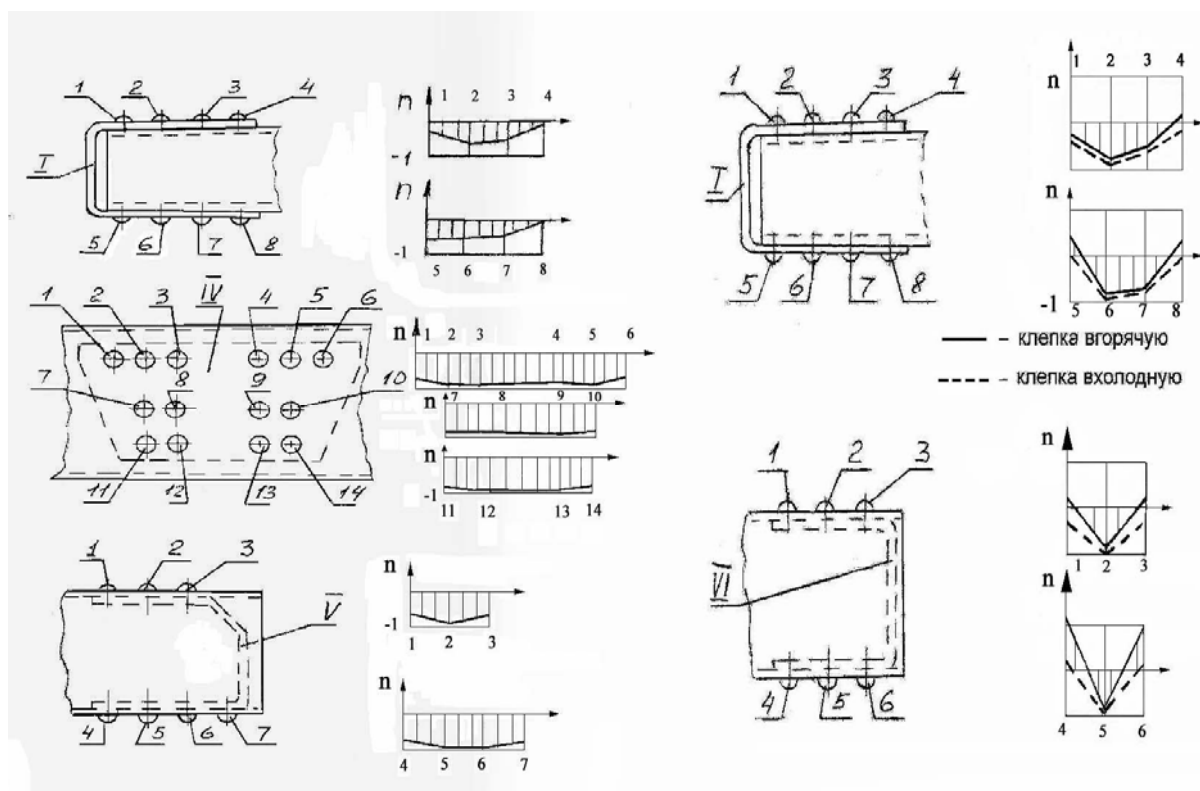
Поскольку анализ проекта конструкции показал, что требования не выполнены, необходимо принять решение об экономической целесообразности перепроектирования конструкции, либо с несоответствием можно смириться, поскольку величина потеря из-за недостижения качества незначительна. Для нашего примера затраты на перепроектирование составляют 5000\$, а потери имиджа (ниши рынка) $520 \times 100\$ = 52000\$$. Следовательно, экономически целесообразно совершенствовать конструкцию. Указанный алгоритм повторяется до достижения требуемых величин $[RPN]$, $[PPM]$ и оптимального соотношения затрат и потерь, связанных с качеством.

В заключение отметим, что приведенная методика прогнозирования показателей надежности сложных конструкций по комплексным критериям позволяет:

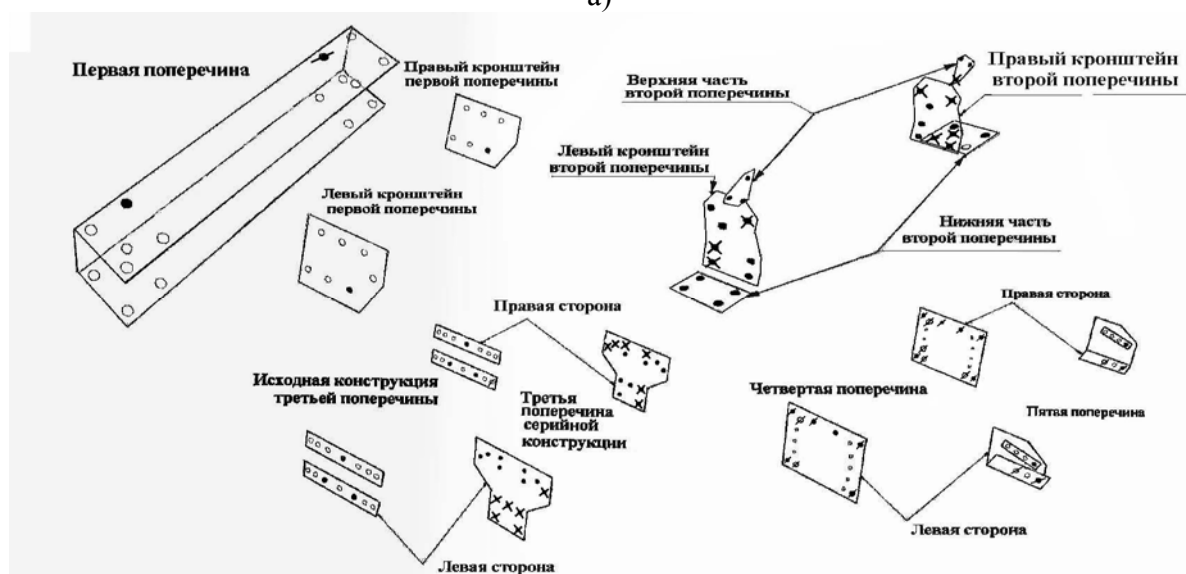
- а) оценивать вероятное количество несоответствующей продукции вместо вероятности работы единицы продукции;
- б) учитывать серьезность возможных последствий от каждого несоответствия;
- в) достигать отказа системы для несоответствий с высокой степенью серьезности последствий до практически невероятного события и с незначительной степенью серьезности последствий - с высокой вероятностью появления;
- г) добиваться максимальной удовлетворенности потребителя при заданных ограничениях ресурсов (финансовых, временных, трудовых, информационных);
- д) создавать системы «равной удовлетворенности потребителя» не теряя ресурсы на получение экономически нецелесообразных данных;
- е) осуществлять неразрывную связь анализов экономической эффективности предприятия и надежности продукции на этапе проекта.

Таблица. Результаты прогнозирования ресурса несущих элементов рамы

№ п / п	Модель автомо- биля	Зона повреж- дения	Прогноз, вероятность неразрушения 0,5/ 0,9				Экспе- мент стенд, цикл	Эксп- луата- ция, тыс. км
			Блок №1 (ФРИ)		Блок №2 (стенд)			
			цикл	км	цикл	км		
1	Трехос- ный се- дель- ный тя- гач	Верхняя полка лонжерона у попере- чины №1	306787/ 211604	1363499/ 940460	1470542/ 655540	735200/ 327770	1252800* 1526000* 1249000 1206000* *-разруше- ния не произошло	—
2	Трехос- ный се- дель- ный тя- гач	Между верхним рядом заклепок у попе- речины №4	—	—	387903/ 299061	193951/ 149530	64000... 336000; 21600... 51500; 846000	20... 200
3	Двухос- ный се- дель- ный тя- гач	Нижняя полка лонже- рона у перед- него кронш- тейна задней рессоры	203926/ 161031	1459507/ 1073400	203926/ 161031	101963/ 80595	88000	—
4	Двухос- ный се- дель- ный тя- гач	Между верхним рядом отверстий у попе- речины №3	183662/ 133366	1224416/ 889108	183662/ 133366	91831/ 66683	40000 48000 905000	—
5	Трехос- ный са- мосвал	Нижняя полка лонжеро- на у нача- ла усили- теля	1026185/ 635702	6841231/ 4238000	1026185/ 635702	513092/ 317851	—	—
6	Трехос- ный са- мосвал	Нижняя полка лонжерона в зоне сты- ков уси- лителей	165961/ 129567	1100000/ 863780	165961/ 129567	82980/ 64793	148000 215000	—



а)



б)

Рис. Результаты прогноза надежности крепежных деталей (заклепок и болтов) рам автомобилей. а), б) зоны соединений несущих элементов заклепками и болтами (обозначены позициями), n – коэффициент перегрузки крепежа; прогноз надежности: затемненные точки – болты, незатемненные – заклепки; перечеркнутые один раз точки – «перегруженный» крепеж; дважды – совпадение результатов прогноза и испытания.

Список литературы

1. Почтенный Е.К. Прогнозирование долговечности и диагностика усталости деталей машин. - Мн.: Наука и техника, 1988. - 166 с.
2. Альгин В. Б. Динамика, надежность и ресурсное проектирование трансмиссий мобильных машин. – Минск: Навука і тэхніка, 1995. – 256 с.

3. Панов А. Н. Прогнозирование ресурса несущих конструкций транспортных средств // Известия вузов. Машиностроение №1, 2003 с.17-31.
4. Хазов Б. Ф., Дидусев Б. А. Справочник по расчету надежности машин на стадии проектирования. – М.: Машиностроение. 1986. – 224 с.
5. Надежность и эффективность в технике: Справочник: в 10 т. / Ред. совет: В. С. Авдуевский (пред.) и др. – М. : Машиностроение, 1986. Т.1.
6. Испытания и надежность технических систем / Переверзев Е. С., Даниев Ю. Ф. – Днепропетровск : НАН, НКА Украины; Институт технической механики, 1999. – 224 с.
7. ГОСТ 27.301 – 95 Надежность в технике. Расчет надежности. Основные положения.

ФОРМЫ РОСТА ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ЭЛЕКТРООСАЖДЕНИИ МЕДИ И ОСОБЕННОСТИ ИХ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ

Викарчук А. А.¹⁾, Воленко А. П.¹⁾, Ясников И. С.^{1, 2)}

¹⁾ Тольяттинский Государственный Университет, Тольятти, Россия

²⁾ Исследовательский центр АО «АВТОВАЗ», Тольятти, Россия

fti@tltsu.ru

Частицы с пентагональной симметрией, запрещенной законами классической кристаллографии, интенсивно изучаются на протяжении последних десятилетий. Наиболее полное обобщение результатов исследований, проведенных за последние полвека по структуре и свойствам малых частиц с пентагональной симметрией, представлено в обзорах [1, 2]. Обширная библиография данных обзоров однозначно свидетельствует о повышенном интересе к исследованию этих уникальных физических объектов. Микрокристаллы с пентагональной симметрией в меди впервые были обнаружены в 1957 г. [3]. В настоящее время пятерная симметрия обнаружена практически у всех ГЦК-металлов при различных видах кристаллизации. Однако наибольших размеров такие кристаллы достигали лишь при электролитическом способе их получения [4, 5]. В частности, нам удалось получить пентагональные кристаллы размером до 200...300 мкм [5]. В настоящее время имеется два существенно отличающихся подхода к объяснению механизма появления в электроосажденных ГЦК-металлах пентагональных кристаллов: в первом предполагается, что рост их начинается с двумерных зародышей, во втором – из трехмерных [6, 7]. Предложены также модели пентагональных кристаллов, полученных методом напыления, состоящие из неправильных декаэдров [8]. Все эти модели противоречат друг другу и не могут объяснить ряд новых экспериментальных фактов [4, 5], в частности, факта существования довольно крупных кристаллов с пятерной симметрией. При их создании совершенно не использовались дисклинационные представления. В работах [2,9,10] теоретически обосновывается эффективность использования дисклинационного подхода для анализа неоднородной упругой деформации в пентагональных малых частицах и при описании их структурно-чувствительных свойств. Однако, из энергетических соображений, т.е. независимо от механизма образования, следует, что пентагональные малые частицы (ПМЧ) устойчивы лишь до некоторого критического размера (~100 нм) [9, 10]. Показано также, что дисклинации являются неотъемлемым атрибутом пятерной симметрии в малых частицах [2, 9]. Наличие дискли-

наций в более крупных пентагональных кристаллах (иногда на три порядка больше критического), полученных электрохимическим осаждением, является дискуссионным.

Задачей настоящей работы было исследование происхождения и особенностей внутреннего строения сравнительно крупных пентагональных кристаллов, формирующихся при электрокристаллизации меди и имеющих разнообразную внешнюю форму, с целью обоснования или опровержения идеи о дисклинационной природе таких объектов.

Для получения пентагональных кристаллов и медных покрытий и пленок из них использовали обычный сернокислый электролит меднения, без добавок, приготовленный на бидистиллате из химически чистых компонентов и содержащий 250 г/л $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ и 90 г/л H_2SO_4 . Осаждение меди проводили при температуре электролита от 20 до 50°C в гальваностатическом режиме при $i_k = 0,01 \dots 10 \text{ А/м}^2$, а также в режиме реверсии тока (плотность тока в катодных импульсах $i_k = 1 \dots 3 \text{ А/м}^2$, в анодных $i_a = 0,4 \dots 1 \text{ А/м}^2$). В качестве подложки использовали полированную нержавеющую сталь с предварительно нанесенным на нее тонким покрытием толщиной около 10 мкм из: 1) электролитической поликристаллической меди с четко выраженной аксиальной текстурой $\langle 110 \rangle$, либо 2) ионно-плазменного нитрида титана. Предполагалось, что на подложке первого типа будет реализован слоистый механизм роста из двумерных зародышей, в то время как вторая, индифферентная подложка должна способствовать образованию трехмерных кластеров. С этой же целью электроосаждение меди проводилось на грань (110) монокристалла меди и платиновую подложку.

Для исследования структуры и морфологии поверхности полученных кристаллов и покрытий из них использовали просвечивающую (ПРЭМ-200, УМВ 100 К), сканирующую (JSM-6500FE, Hitachi S-3500H) электронную микроскопию, электронографию (ЭР-100) и металлографию (оптические микроскопы МИМ-7, Axiotech). Шлифы из покрытия изготавливали в поперечном направлении, со стороны электролита и со стороны подложки.

Варьируя условия электроосаждения и тип подложки, нам удалось получить пентагональные кристаллы меди с поперечными размерами от 1 до 300 мкм и разным габитусом. При этом среди полученных объектов было выделено, по крайней мере, восемь видов пентагональных кристаллов, различающихся между собой внешней формой, размерами и внутренним строением, причем каждый из видов образуется в довольно узком диапазоне плотностей тока и на подложках определенного типа. Большая часть сравнительно крупных пентагональных кристаллов получена нами методом электроосаждения впервые.

Наблюдаемые пентагональные кристаллы по форме их роста и размерам (d – тангенциальное, l – нормальное направление к подложке) можно охарактеризовать следующим образом:

- конусообразные кристаллы ($l/d \cong 2-5$) (рис. 1, а), развившиеся из двумерных зародышей, которые образовались на атомных плоскостях (110) меди;
- кристаллы дискообразной формы ($l/d \cong 0,2-0,5$), сформировавшиеся на индифферентной подложке предположительно из трехмерных декаэдрических кластеров, имеющие одну ось симметрии 5-го порядка (рис. 1, б);
- кристаллы, образовавшиеся из трехмерных декаэдрических зародышей – кластеров ($l/d \cong 1$), имеющие шесть осей симметрии 5-го порядка в виде бакеболов (рис. 1, в) или звездчатых многогранников (рис. 1, г);
- нитевидные кристаллы в виде пятигранных призм или «усов» ($l/d \cong 20-100$), часто образующихся на дефектах подложки (рис. 1, д);

- кристаллы в виде пентагональных трубок ($l/d \cong 20-100$) (рис. 1, *е*), пентагональных «шайб» и «гаек» ($l/d \cong 1$) с полостью внутри;
- пятилепестковые конфигурации ($l/d \cong 1$) (рис. 1, *ж*), соорганизованные вокруг пентагональной призмы, предположительно образовавшиеся с декаэдрических частиц;
- кристаллы – «ежи» ($l/d \cong 1$), сформировавшиеся предположительно из икосаэдрических зародышей – кластеров (рис. 1, *з*) (многолепестковые конфигурации);
- дендриты с пятерной симметрией ($l/d \cong 0,2-0,5$) (рис. 1, *и*).

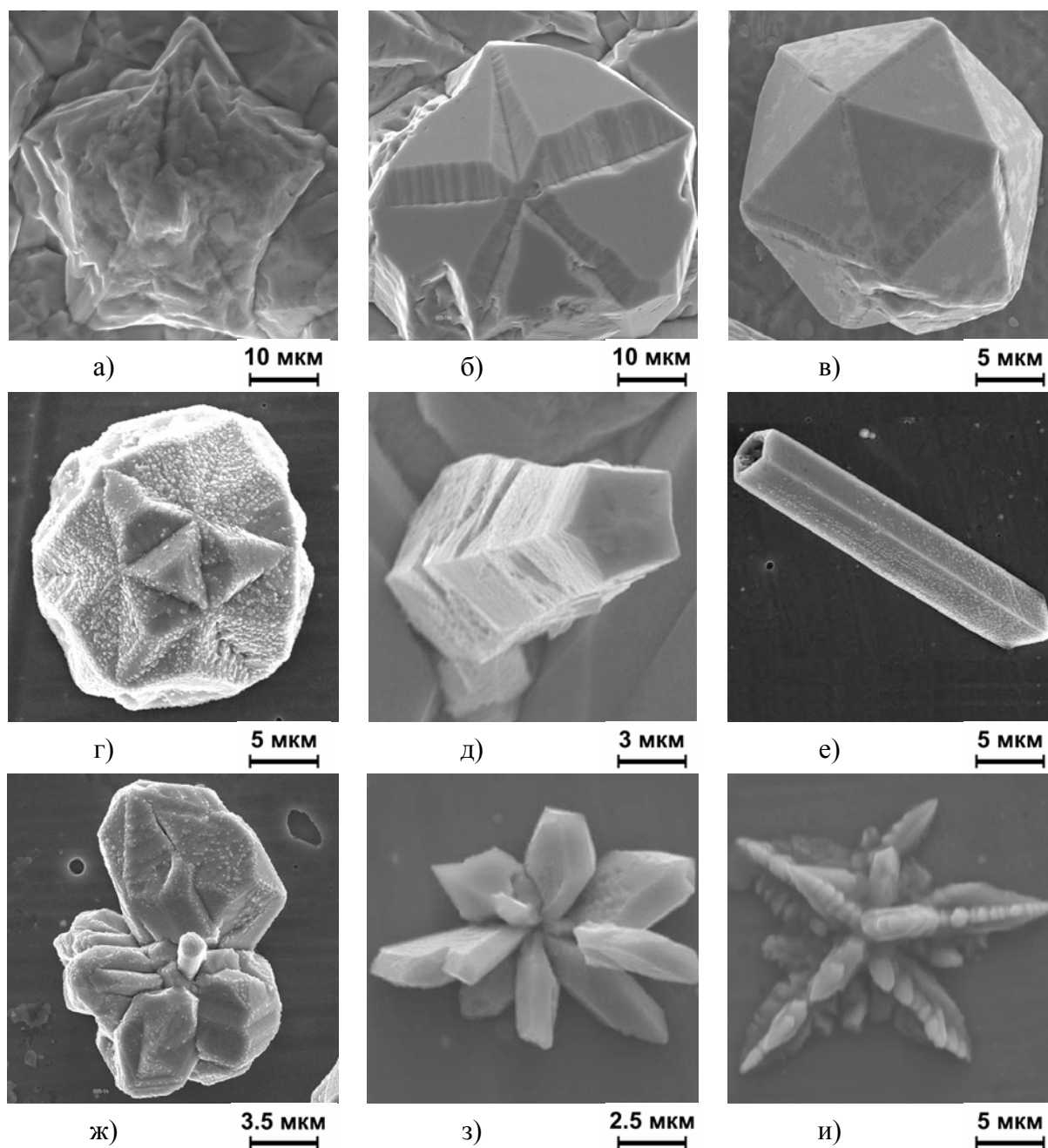


Рис. 1. Многообразие форм роста пентагональных кристаллов

Мы предполагаем, что все эти кристаллы сформировались с одного центра кристаллизации, имеют одну или шесть осей симметрии пятого порядка. Для них характерно наличие двойниковых субграниц раздела и некой генетической причины, способствующей самоорганизации кристалла в процессе роста. Рассмотрим подробнее особенности строения пентагональных кристаллов каждого типа.

Кристаллы конусообразной формы, имеющие пятерную симметрию, вырастают из двумерных зародышей, образовавшихся на атомной плоскости (110) монокристалла меди или на некотором расстоянии от индифферентной подложки, когда сформирован медный слой с текстурой $\langle 110 \rangle$. Они вытянуты вдоль направления $\langle 110 \rangle$. Электронограммы свидетельствуют о том, что границы раздела секторов в таком кристалле двойниковые, причем четыре из них перпендикулярны к плоскости (110), а одна наклонена к ней под углом $35^\circ 16'$. Модель образования таких кристаллов детально описана в работах [4, 11], суть которой сводится к следующему: на подложке с текстурой $\langle 110 \rangle$ возможно образование из двумерных зародышей микрокристалла, содержащего оборванную и наклоненную к подложке двойниковую границу типа $\langle 110 \rangle (111)$, имеющую ростовое происхождение, эквивалентную по своему упругому полю напряжений частичной дисклинации мощностью $\omega = 70,5^\circ$. В процессе роста кристалла создаются энергетические и кинетические предпосылки для двойникового по двум плоскостям $\{111\}$, перпендикулярным к плоскости (110), при этом часть упругой энергии релаксирует. Двойникование приводит к переориентации недеформированной части кристалла, что создает условие для дальнейшего двойникового еще по двум плоскостям $\{111\}$. При этом кристалл разбивается на пять секторов, разделенных между собой двойниковыми границами, сходящимися на 7-градусной частичной дисклинации. Одна из границ имеет ростовое происхождение, она наклонена к плоскости подложки, а четыре другие границы раздела образуются деформационным путем в процессе последующего роста кристалла. Они перпендикулярны к подложке. Реализуется энергетически оправданная [12] схема преобразования 70-градусной частичной дисклинации в 7-градусную с обрывающимися на ней пятью двойниковыми границами ($E_{70} \rightarrow E_7 + 5\gamma_{111}$).

Убедительным экспериментальным доказательством дисклинационного происхождения пентагонального кристалла при его росте в процессе электрокристаллизации является обнаруженное нами явление расщепление узла, где сходятся пять двойниковых границ (рис. 2, а), и появление при травлении кристаллов на периферии оборванной двойниковой границы пентагональной ямки (рис. 2, б). Первый факт легко объяснить как энергетически выгодное расщепление 7-градусной частичной дисклинации ($\omega = 7^\circ 20'$) на две ($\omega^2 > \omega_1^2 + \omega_2^2$) с излучением по одной из границ раздела $\{111\} \langle 110 \rangle$ дислокаций (рис. 2 а). Появление пентагональной ямки травления в кристалле также легко связать с наличием там высокоэнергетического дефекта – частичной дисклинации (рис. 2, б, в).

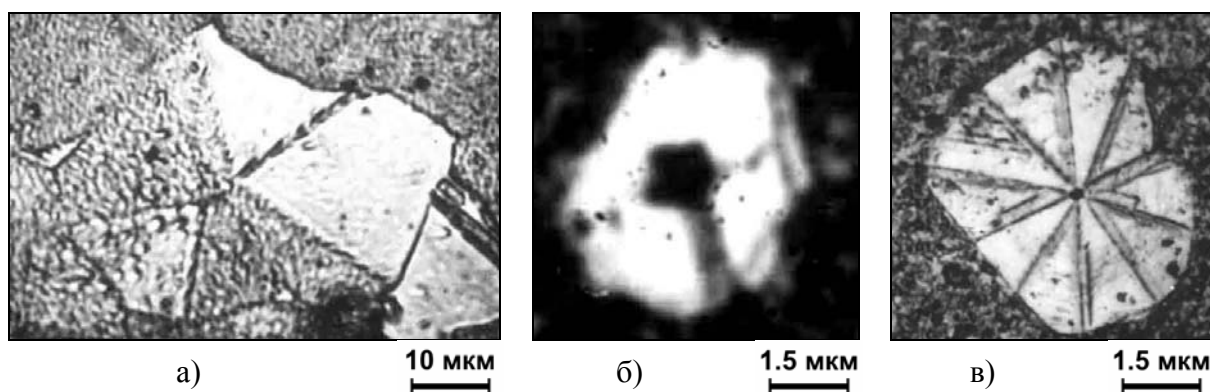


Рис. 2. Металлография пентагональных кристаллов

Пентагональные кристаллы меди могут формироваться также и из трехмерных кластеров на бесструктурных, индифферентных подложках в условиях, близких к термодинамическому равновесию (низкое перенапряжение). Электронно-микроскопические исследования показывают [5], что рост кристаллов на таких подложках всегда начинается из сферических или полусферических островков роста, хорошо наблюдаемых на микрофотографиях при размерах более 100 нм. При достижении некоторого критического размера (0,5...1,5 мкм) островки роста приобретают огранку и превращаются в микрокристаллы с разнообразной внешней формой (габитусом), имеющие как кристаллическое, так и некристаллическое строение. В процессе роста до размеров порядка 5 мкм преимущественное развитие получают лишь кристаллы, имеющие икосаэдрическую, декаэдрическую или форму звездообразных многогранников, содержащие внутри двойниковые границы раздела (рис. 2, в). В итоге из сферических островков роста, затем из разнообразных микрокристаллов вырастают два типа пентагональных кристаллов: с одной и шестью осями симметрии 5-го порядка (рис. 1, б, в, г).

Рассмотрим подробнее возможный механизм образования пентагональных кристаллов с одной осью симметрии пятого порядка [5]. Мы предполагаем, что при низких перенапряжениях на индифферентной подложке вначале образуется трёхмерный кластер, имеющий декаэдрическое расположение атомов. Возможно, этому способствует адсорбция примеси. В настоящее время доказано [2], что малые декаэдрические или икосаэдрические частицы более устойчивы, чем обычные кристаллические зародыши, причём при малых размерах энергетически выгодной для них является сферическая форма. Таким образом, в нашем случае из трёхмерных декаэдрических кластеров формируются островки роста сферической формы. На следующем этапе роста в островке происходит перегруппировка атомов из некристаллической декаэдрической структуры в кристаллическую с образованием дефекта кристаллического строения в виде дисклинации мощностью $\pi / 3$ [5]. Этому способствуют: сравнительно малая энергия дисклинации в кристаллах размером менее 0.1 мкм, высокое внутреннее давление за счёт поверхностного натяжения и малого радиуса частицы, а также уменьшение поверхностной энергии за счёт появления у островка огранки.

При увеличении размеров кристаллов до 1 – 3 мкм, упругая энергия, связанная с дефектом, релаксирует, путём образования двойниковых границ. Дисклинация мощностью $\omega = \pi / 3$ преобразуется в процессе роста кристалла в пентагональный кристалл, содержащий частичную дисклинацию в $7^\circ 20'$ и пять обрывающихся на ней двойниковых границ, причём ни одна из которых особо не выделена, по схеме $E_{60} \rightarrow E_7 + 5\gamma_{111}$ [12].

При увеличении перенапряжения на катоде уже при малых размерах растущих пентагональных кристаллов (около 1 мкм) наблюдаются отклонения от декаэдрической формы: преимущественный рост получают участки, растущие вдоль двойниковых границ и осей пятого порядка. Таким путем из микрокристалла в виде декаэдра, имеющего размер порядка 1 мкм, вырастает пятилепестковое образование размером 10-15 мкм. Каждый лепесток содержит двойниковую границу, но все они организованы вокруг одного общего центра кристаллизации в виде пентагональной призмы (рис. 1, ж).

Иногда в экспериментах можно наблюдать отдельные нитевидные пентагональные кристаллы, встречающиеся в виде пятигранных усов или призм, вытянутых вдоль направления $\langle 110 \rangle$. Как правило, они огранены сверху пятью октаэдрическими плоскостями, сходящимися на оси симметрии. Их длина при поперечном размере 1...10 мкм достигает десятков мкм, а рост происходит дискретным последовательным присоединением к кристаллу пентагональных слоев («террас»), растущих параллельно подложке, хорошо наблюдаемых при исследовании призм (рис. 1, д). Координированность нарастания «террас» и сохранение направления роста говорят о наличии внутренней со-

гласованности в отложении слоев, их структурной связи, о наличии генетической причины такого роста. Вероятно, такой причиной также является частичная дисклинация мощностью $\omega = 7^\circ 20'$ и пять обрывающихся на ней двойниковых границ.

Исходя из дисклинационных представлений, в работе [13] предсказана возможность образования в нитевидных пентагональных кристаллах полостей («нор»). Нами впервые были обнаружены медные пентагональные трубки, сформировавшиеся при электроосаждении (рис. 1, е), и их разновидности – пентагональные «шайбы», «гайки», содержащие внутри полость.

Еще более энергетически оправданным [2, 9] является образование при электрокристаллизации на индифферентной подложке трехмерных зародышей в виде икосаэдрических кластеров. Вероятно, именно из них формируются в дальнейшем пентагональные кристаллы с шестью осями симметрии пятого порядка в виде бакеболов (рис. 1, в), звездчатых многогранников (рис. 1, з), а при более высоких перенапряжениях – в виде «ежей» (рис. 1, з). Поперечный шлиф такого кристалла-агрегата показывает наличие 7 – 10 двойниковых границ, сходящихся в одном узле (рис. 2, в). При травлении шлифа в центре кристалла появляется пентагональная ямка, свидетельствующая о наличии там дисклинации. Из пяти- или многолепестковых конфигураций кристаллов при дальнейшем росте могут формироваться дендриты (рис. 1, и).

Согласно [9], в растущих икосаэдрических частицах для сохранения сплошного материала и устранения дефицита угла ($\sim 1,54$ стерад) необходимо введение шести частичных дисклинаций, или так называемой дисклинации Маркса – Иоффе мощностью $k = 0,12$ [14]. Шесть осей симметрии пятого порядка, соответственно 12 выходов дислокаций на поверхность пентагонального кристалла (рис. 1, в, з), являются активными участками роста. Поскольку кристалл находится на подложке, то на практике, особенно при повышенных перенапряжениях, реализуются не все направления роста, и мы наблюдаем «ежи», состоящие из 7-10 радиальных фрагментов, соорганизованных вокруг одного центра (рис. 1, з). Каждый фрагмент содержит двойниковую границу и вытянут вдоль направления двойникового, которое в ГЦК-металлах является и направлением преимущественного роста.

Сохранение первоначальной пентагональной симметрии, характерной для малых частиц, при образовании и росте макрокристаллов объясняется тем, что упругая энергия, связанная с дисклинацией, релаксирует посредством образования двойниковых границ и других дефектов. В работах [9, 14] показано, что упругие поля напряжений могут релаксировать несколькими способами: расщеплением узла, где сходятся двойниковые границы, с излучением дислокаций; образованием объемного дефекта клиновидной формы, состоящего из тонких двойниковых прослоек; образованием открытого сектора вместо двойниковой границы; образованием новой фазы внутри микрокристалла с изначально пентагональной симметрией и т. п. Нами экспериментально подтверждены эти пути релаксации и обнаружены ряд других способов, благодаря которым пентагональная симметрия сохраняется в кристаллах размером в сотни мкм [5].

Пентагональная симметрия, особенности строения и экспериментально обнаруженные каналы релаксации упругой энергии, теоретически обоснованные в работе [14], однозначно говорят о дисклинационной природе пентагональных кристаллов, формирующихся в процессе электрокристаллизации.

Дальнейшее исследование кристаллов, имеющих пентагональные оси симметрии, запрещенные законами классической кристаллографии, позволит решить ряд вопросов теории прочности и пластичности, в частности, изучить влияние одиночных дисклинаций на свойства твердых тел, проверить теоретические модели, разобраться с механизмом образования и роста таких кристаллов, получить покрытия из них.

Кристаллы с пятерной симметрией обладают специфическими свойствами: в них нарушен дальний порядок; они содержат дисклинации; у них высокая концентрация

двойниковых границ раздела; запрещено трансляционное скольжение дислокаций; четко выражена текстура и, соответственно, анизотропия свойств. Ожидается, что покрытия, пленки и фольги из таких кристаллов в силу специфических особенностей их строения будут обладать необычными свойствами, поэтому изучение пентагональных кристаллов и квазикристаллических структур сейчас весьма актуально и представляет не только чисто научный, но и практический интерес, поскольку открывает пути создания материалов с новыми свойствами.

Список литературы

1. Hofmeister H. Forty years study of fivefold twinned structures in small particles and thin films // Cryst. Res. Technol. – 1998. – V. 33. № 1. – P. 3 – 25.
2. Gryaznov V.G., Heidenreich J., Kaprelov A.M., Nepijko S.A., Romanov A.E., Urban J. Pentagonal symmetry and disclinations in small particles // Cryst. Res. Technol. – 1999. – V. 34. № 9. – P. 1091 – 1119.
3. Segall J. // J. Metals. – 1957. – V.9. – P. 50.
4. Викарчук А. А., Крылов А. Ю. Поведение электроосаждённых ГЦК-металлов, содержащих дефекты дисклинационного типа, в силовых полях. Пентагональные кристаллы и механизм их образования при электрокристаллизации // Труды XXXVI международной конференции «Актуальные проблемы прочности» (г. Витебск). 2000. Т.2. С. 458 – 471.
5. Викарчук А.А., Воленко А.П., Ясников И.С. Кластерно-дисклинационный механизм формирования кристаллов в электролитических покрытиях // Техника машиностроения – 2003. – № 3 (43). – С. 29 – 33.
6. Н.А. Пангаров. Рост кристаллов, 10, 71 (1974).
7. M. Froment, C. Mourin. J. Microscope, 7, 39 (1968)
8. S. Ino, S. Ogawa. J. Phys. Soc. Jap., **22**, 1365 (1967)
9. В.Г. Грязнов, А.М. Капрелов, А.Е. Дисклинации и ротационная деформация твердых тел. Изд-во ФТИ, Л. (1986) С.47-83.
10. В.А. Лихачев, А.Е. Волков, В.Е. Шудегов. Континуальная теория дефектов. Изд-во Ленингр. Университета, Л. (1986). 232 с.
11. А.А. Викарчук. Техника машиностроения, 1, 42 (2002).
12. R. Wit. J. Phys. C.: Solid State Phys, **5**, 529 (1972).
13. A.E. Romanov, L.A. Polonsky, V.G. Gryaznov, S.A. Nepijko, T. Junghaus, N.I. Vitrykhovski. J. Cryst. Growth, **129**, 3, 691 (1993).
14. V.G. Gryaznov, A.M. Kaprelov, A.E. Romanov, I.A. Polonskii. Disclinations in heterogeneous small particles // Phys. stat. sol. (b), **167**, 2, 441 (1991).

ТЕРМОДИНАМИКА ОБРАЗОВАНИЯ ПОЛОСТИ В НИТЕВИДНЫХ ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛАХ В ПРОЦЕССЕ ЭЛЕКТРООСАЖДЕНИЯ МЕДИ

Ясников И. С.^{1, 2)}, Викарчук А. А.¹⁾

¹⁾ Тольяттинский Государственный Университет, Тольятти, Россия

²⁾ Исследовательский центр АО «АВТОВАЗ», Тольятти, Россия

fti@tltsu.ru

Проведённые нами в последнее время эксперименты по электроосаждению меди выявили многообразие форм роста образующихся пентагональных кристаллов при варьировании параметров, управляющих процессом электроосаждения. При этом среди наблюдаемых форм роста пентагональных кристаллов были выявлены нитевидные кристаллы в виде пентагональных призм (рис. 1, а), усов (рис. 1, б) и трубок (рис. 1, в).

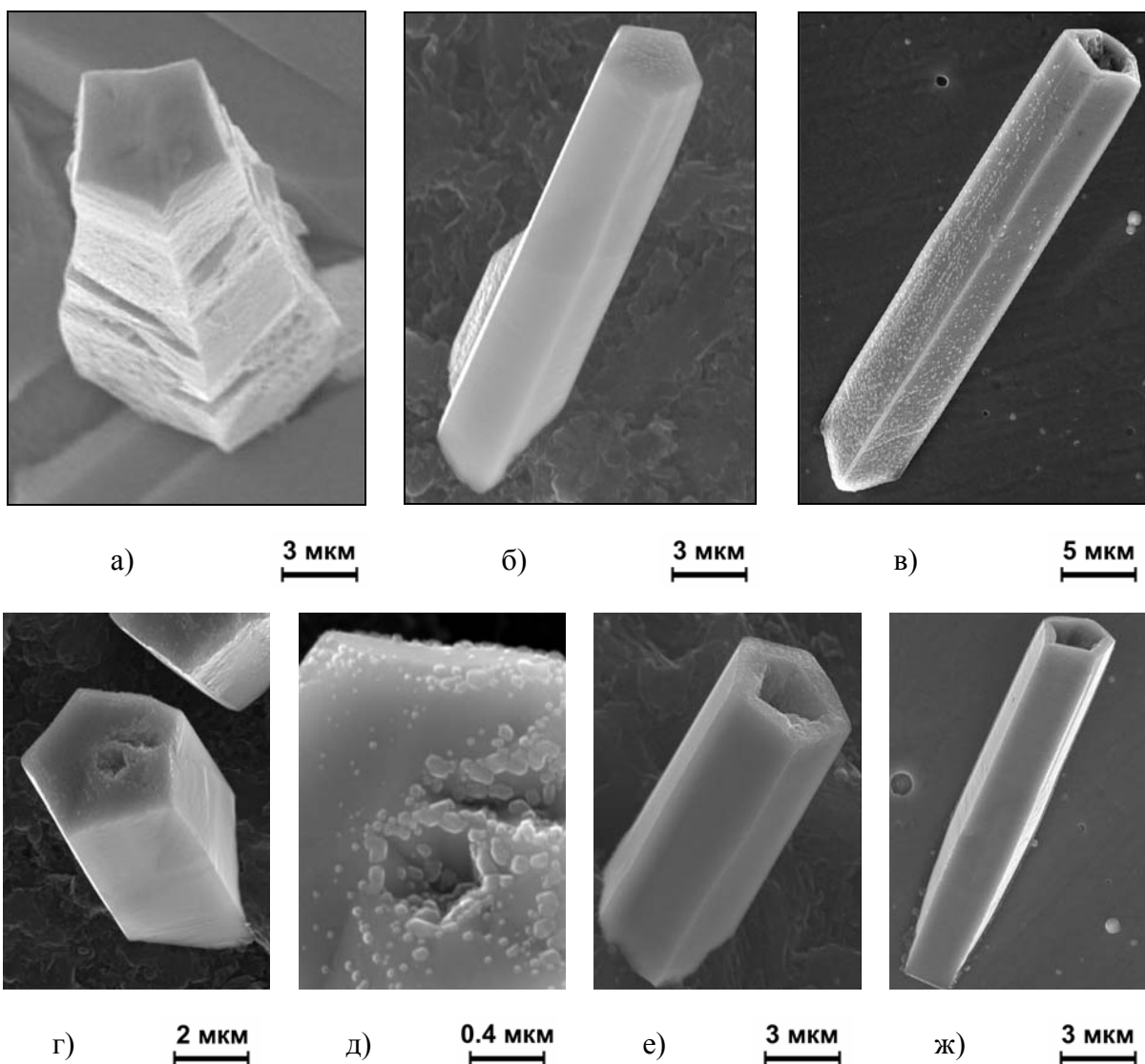


Рис. 1. Многообразие форм роста нитевидных пентагональных кристаллов

Формирование полостей в нитевидных пентагональных кристаллах впервые было теоретически предсказано исходя из дисклинационных представлений в работах [1, 2]. Более детальное изложение энергетических характеристик нитевидных пентагональных кристаллов и анализ экспериментальных результатов наблюдения внутренних каналов в пентагональных кристаллах CdTe изложено в работе [3]. Однако вопрос теоретического обоснования наличия полостей в нитевидных пентагональных кристаллах электролитического происхождения остался дискуссионным. В настоящей работе предпринята попытка обоснования эволюции кристаллов такого рода с позиций неравновесной термодинамики.

Пентагональный нитевидный кристалл, растущий в процессе электроосаждения, является открытой системой, и, поэтому к нему применима теория открытых систем И. Р. Пригожина [4-5].

Согласно теории И. Р. Пригожина [4-5], если при электрокристаллизации реализуется стационарный процесс роста (макроскопические параметры, характеризующие процесс, в частности перенапряжение, неизменны), то производство энтропии dS/dt должно быть равно нулю. Первое начало термодинамики для нашего случая запишется в виде:

$$T dS = dQ = dA - dW, \quad (1)$$

где A – работа, совершённая электрическим током при электрокристаллизации; W – поглощённая энергия, связанная с накоплением дефектов структуры в нитевидном пентагональном кристалле; Q – теплота, выделившаяся за время роста нитевидного пентагонального кристалла.

Работа, совершённая электрическим током при кристаллизации единицы объёма нитевидного пентагонального кристалла, определяется выражением:

$$dA_1 = \alpha Z \eta F \frac{\rho}{\mu} dV_1, \quad (2)$$

где F – постоянная Фарадея ($F = 96500$ Кл/моль); ρ – плотность; μ – молярная масса; Z – заряд иона в единицах элементарного заряда; η – перенапряжение на катоде, связанное с пересыщением $\frac{C}{C_0}$ выражением $\eta = \frac{RT}{Z} \ln \frac{C}{C_0}$; α – доля энергии электрического тока, затраченная на формирование кристалла и дефектной структуры в нём. Оценки показывают [6], что α не превышает 10 %, а остальная часть энергии идёт на химические процессы в пограничном слое «электролит-электрод», в частности на дегидратацию ионов.

Теория дисклинаций, изложенная в монографии [2], применительно к нитевидному пентагональному кристаллу в виде цилиндра радиуса R_1 даёт значение внутренней энергии единицы длины такого кристалла в виде следующего выражения [2, 3]:

$$dW_1 = \left(2\pi\gamma R_1 + \frac{G\omega^2 R_1^2}{16\pi(1-\nu)} \right) dl, \quad (3)$$

где γ – поверхностная энергия боковых граней кристалла (оценивается как $0,1Ga$); G – модуль упругости, a – параметр решётки, ω – мощность семиградусной дисклинации на оси кристалла ($\omega = 0,128$ рад), ν – коэффициент Пуассона.

Поскольку $dV_1 = \pi R_1^2 dl$, то производство энтропии в процессе роста нитевидного пентагонального кристалла, с учётом (1)-(3) определяется выражением:

$$\frac{dS_1}{dt} = \frac{1}{T} \left(\frac{dA_1}{dt} - \frac{dW_1}{dt} \right) = \frac{1}{T} \left(\alpha Z \eta F \frac{\rho}{\mu} \pi R_1^2 - 2\pi\gamma R_1 - \frac{G\omega^2 R_1^2}{16\pi(1-\nu)} \right) \frac{dl}{dt}, \quad (4)$$

которое после простых преобразований принимает вид:

$$\frac{dS_1}{dt} = \left[\left(\alpha Z \eta F \frac{\rho}{\mu} - \frac{G\omega^2}{16\pi(1-\nu)} \right) R_1^2 - 2\pi\gamma R_1 \right] \frac{1}{T} \cdot \frac{dl}{dt} = \Omega_1(R_1) \cdot \frac{1}{T} \cdot \frac{dl}{dt} \quad (5)$$

Из (5) непосредственно следует, что величина и знак производства энтропии dS_1/dt определяется функциональной зависимостью $\Omega_1(R_1)$. Сделаем оценки для меди. В этом случае $\mu = 63 \cdot 10^{-3}$ кг/моль; $\rho = 8960$ кг/м³, $G = 5 \cdot 10^{10}$ Н/м²; $a = 0,36$ нм = $3,6 \cdot 10^{-10}$ м; $Z = 2$; $\nu = 0,34$. Зависимость $\Omega_1(R_1)$ для роста нитевидного пентагонального кристалла в процессе электроосаждения меди при перенапряжении $\eta = 0,08$ В представлен на рис. 2.

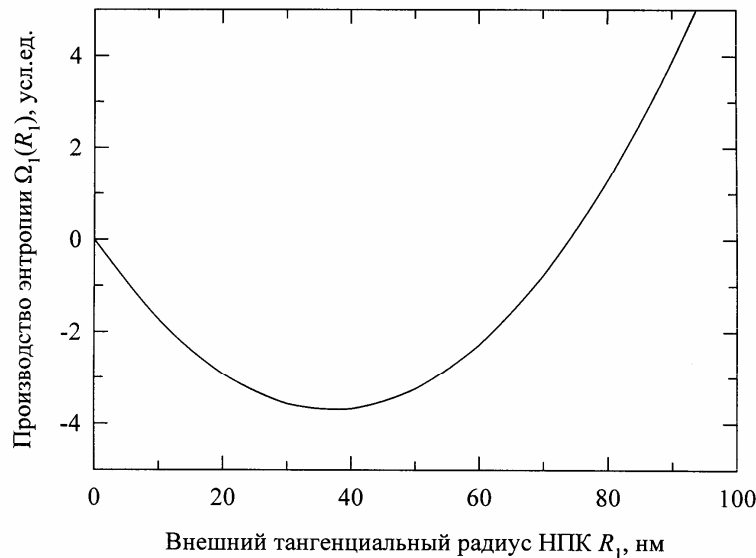


Рис. 2. Производство энтропии на начальном этапе роста нитевидного пентагонального кристалла в процессе электроосаждения меди.

Из графика видно, что на начальной стадии роста нитевидного пентагонального кристалла производство энтропии в нём отрицательно и согласно теории Пригожина И. Р. [4-5] данное состояние является устойчивым. Однако в процессе роста (увеличение R_1) производство энтропии в нём увеличивается и достигает нулевого значения. Условием $\Omega_1(R_1^*) = 0$ определяется максимальный размер нитевидного пентагонального кристалла, вплоть до которого в процессе роста сохраняется стационарное состояние. Раскрывая условие $\Omega_1(R_1^*) = 0$, получим:

$$R_1^* = \frac{2\pi\gamma}{\alpha\pi Z F \eta \frac{\rho}{\mu} - \frac{G\omega^2}{16\pi(1-\nu)}}. \quad (6)$$

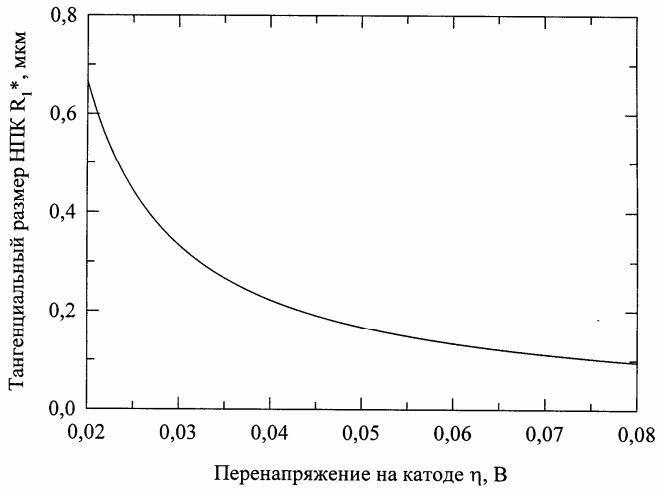


Рис. 3. Зависимость критического радиуса нитевидного пентагонального кристалла, при котором в процессе электроосаждения меди образуется полость, от перенапряжения на катоде.

График зависимости $R_1^*(\eta)$ для электролитической меди в рабочем диапазоне перенапряжений представлен на рис. 3. Если при значении $R_1^*(\eta)$ не произойдут структурные изменения, увеличивающие площадь поверхности кристалла и, как следствие, сохраняющие нулевое производство энтропии, то дальнейший устойчивый рост нитевидного пентагонального кристалла будет невозможен. Именно при этом значении $R_1^*(\eta)$ и происходит образование «полости» в нитевидном пентагональном кристалле, которое влечёт сохранение стационарного состояния.

Работа, совершённая электрическим током при кристаллизации единицы объёма нитевидного пентагонального кристалла с внутренней полостью, определяется выражением, аналогичным (2):

$$dA_2 = \alpha Z \eta F \frac{\rho}{\mu} dV_2. \quad (7)$$

Теория дисклинаций, изложенная в монографии [2], применительно к нитевидному пентагональному кристаллу с внутренней полостью в виде двух цилиндров радиуса R_1 и R_0 (R_1 – внешний радиус кристалла; R_0 – радиус полости), соосно вложенными друг в друга, даёт значение внутренней энергии единицы длины такого кристалла в виде следующего выражения [3]:

$$dW_2 = \left[2\pi\gamma(R_1 + R_0) + \frac{G\omega^2}{16\pi(1-\nu)} \left[R_1^2 - R_0^2 - \frac{4R_0^2 R_1^2}{R_1^2 - R_0^2} \left(\ln \frac{R_0}{R_1} \right)^2 \right] \right] dl. \quad (8)$$

Поскольку $dV_2 = \pi(R_1^2 - R_0^2) dl$, то производство энтропии в процессе роста нитевидного пентагонального кристалла, с учётом (1), (7) и (8) определяется выражением:

$$\begin{aligned} \frac{dS_2}{dt} &= \frac{1}{T} \left(\frac{dA_2}{dt} - \frac{dW_2}{dt} \right) = \frac{1}{T} \left(\alpha Z \eta F \frac{\rho}{\mu} \pi (R_1^2 - R_0^2) - 2\pi\gamma(R_1 + R_0) \right) \frac{dl}{dt} - \\ &- \frac{1}{T} \left(\frac{G\omega^2}{16\pi(1-\nu)} \left[R_1^2 - R_0^2 - \frac{4R_0^2 R_1^2}{R_1^2 - R_0^2} \left(\ln \frac{R_0}{R_1} \right)^2 \right] \right) \frac{dl}{dt} = \Omega_2(R_0; R_1) \cdot \frac{1}{T} \cdot \frac{dl}{dt}. \end{aligned} \quad (9)$$

Условием $\Omega_2(R_0; R_1^*) = 0$ определяется зависимость размера полости R_0 нитевидного пентагонального кристалла от внешнего радиуса R_1 , при котором будет ещё сохраняться стационарное состояние. Раскрывая условие $\Omega_2(R_0; R_1^*) = 0$, получим:

$$\Omega_2(R_0; R_1^*) = \alpha Z \eta F \frac{\rho}{\mu} \pi (R_1^{*2} - R_0^2) - 2\pi\gamma(R_1^* + R_0) = 0 \quad (10)$$

$$-\frac{G\omega^2}{16\pi(1-\nu)}\left[R_1^{*2}-R_0^2-\frac{4R_0^2R_1^{*2}}{R_1^{*2}-R_0^2}\left(\ln\frac{R_0}{R_1^*}\right)^2\right]=0$$

Выражение (10) после алгебраических преобразований принимает вид:

$$\begin{aligned}\Omega_2(R_0; R_1^*) &= \Omega_1(R_1^*) - \alpha Z \eta F \frac{\rho}{\mu} \pi R_0^2 - 2\pi\gamma R_0 + \\ &+ \frac{G\omega^2}{16\pi(1-\nu)}\left[R_0^2 + \frac{4R_0^2R_1^{*2}}{R_1^{*2}-R_0^2}\left(\ln\frac{R_0}{R_1^*}\right)^2\right] = 0.\end{aligned}\quad (11)$$

Или с учётом условия $\Omega_1(R_1^*) = 0$:

$$\alpha Z \eta F \frac{\rho}{\mu} \pi R_0^2 + 2\pi\gamma R_0 = \frac{G\omega^2}{16\pi(1-\nu)}\left[R_0^2 + \frac{4R_0^2R_1^{*2}}{R_1^{*2}-R_0^2}\left(\ln\frac{R_0}{R_1^*}\right)^2\right].\quad (12)$$

Вводя безразмерный параметр полости нитевидного пентагонального кристалла в виде $\xi = R_0/R_1^*$, уравнение (12) преобразуется в (13):

$$\alpha Z \eta F \pi \frac{\rho}{\mu} + \frac{2\pi\gamma}{R_0} = \frac{G\omega^2}{16\pi(1-\nu)}\left[1 + \frac{4\cdot(\ln\xi)^2}{1-\xi^2}\right], \text{ где } \xi = \frac{R_0}{R_1^*}.\quad (13)$$

Последнее уравнение задаёт в неявном виде функцию $R_0(R_1^*)$, которая определяет зависимость радиуса полости R_0 в нитевидном пентагональном кристалле от внешнего радиуса кристалла R_1^* при которых реализуется стационарное состояние в процессе роста кристалла. Для получения явного вида зависимости $R_0(R_1^*)$ уравнение (13) было решено численно. График этой зависимости представлен на рис. 4, из которой непосредственно следует, что:

- Существует некий критический размер кристалла в радиальном направлении R_{1min}^* ниже которого образование полости в нитевидном пентагональном кристалле термодинамически невыгодно, поэтому, в экспериментах при $R_1 < R_{1min}^*$ наблюдаются нитевидные кристаллы без полости внутри (рис. 1, а, б);

- При $R_1 > R_{1min}^*$ для сохранения стационарного состояния в процессе роста нитевидных пентагональных кристаллов термодинамически выгодно образование в них полости радиуса R_0 , причём значению R_1 в этой области отвечают два значения R_0 : R_{0min} и R_{0max} . Проведённый анализ показывает, что хотя при значениях радиуса полости R_{0min} и R_{0max} состояние системы является стационарным (первая вариация энтропии равна нулю: $\delta S = 0$), но вторая вариация энтропии $\delta^2 S$, играющая роль функции Ляпунова, характеризующей устойчивость стационарного состояния (см. например [7]), имеет разные знаки для значений R_{0min} и R_{0max} . Значение R_{0min} не устойчиво по отношению к флуктуациям размера в процессе роста, лежит в нанометрическом диапазоне и, как правило, полости отвечающие значению R_{0min} , закрываются в процессе роста (см. рис. 1, в, д). Значение R_{0max} устойчиво по отношению к флуктуациям размера роста и фиксировано в процессе роста кристалла (см. рис. 1, е, ж).

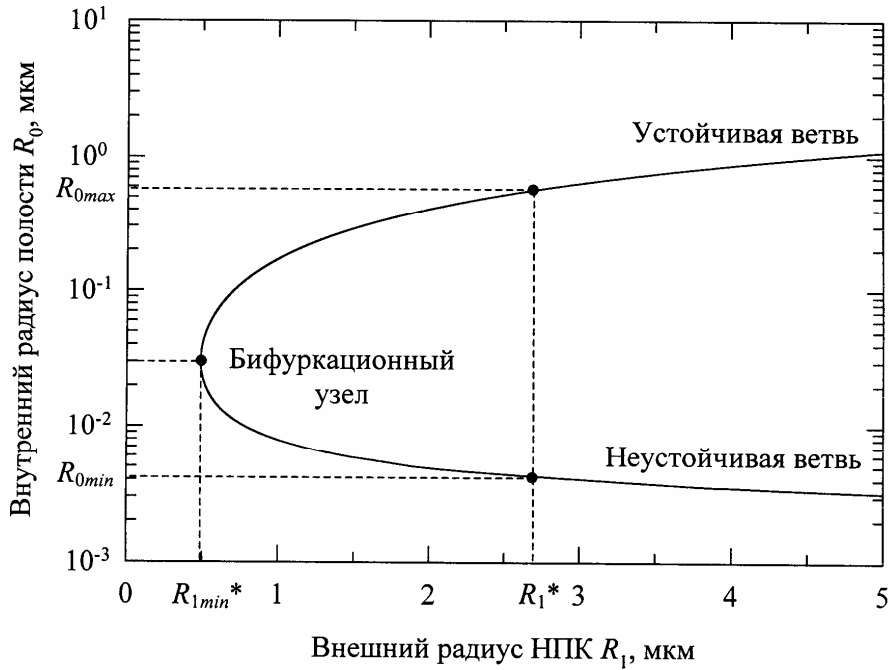


Рис. 4. График зависимости внутреннего радиуса полости, сохраняющей стационарное состояние в процессе роста от внешнего размера нитевидного пентагонального кристалла.

В работе [8] указано, что существует некий критический радиус A^* нитевидного пентагонального кристалла, выше которого энергетически выгодно преобразование пентагонального кристалла с дисклинацией вдоль его оси в бездефектный монокристалл. Для нитевидного пентагонального кристалла данный радиус дается соотношением:

$$A^* = \left(2\pi f \bar{\gamma} - 10 \sin \frac{\pi}{5} \gamma_{100} - 5 \gamma_t \right) \frac{16\pi(1-\nu)}{G\omega^2}, \quad (14)$$

где f – фактор формы ($f \approx 1$); $\bar{\gamma}$ – средняя поверхностная энергия монокристалла; γ_{100} – поверхностная энергия грани (100); γ_t – энергия двойниковых границ; G – модуль упругости; ω – мощность дисклинации, ν – коэффициент Пуассона. При типичных значениях параметров ГЦК-металлов величина A^* оказывается порядка микрона. Стоит отметить, что выражение (14) представляет из себя условие равенства энергий пентагонального кристалла до и после преобразования в монокристалл, а именно:

$$\frac{G\omega^2 A^{*2}}{16\pi(1-\nu)} + 5 \cdot 2 A^* \sin \frac{\pi}{5} \cdot \gamma_{100} + 5 \cdot A^* \cdot \gamma_t = 2\pi f A^* \bar{\gamma}. \quad (15)$$

Очевидно, что для полого нитевидного пентагонального кристалла (ПНПК) в процессе его роста существует некий критический размер R_{1tr}^* и связанный с ним функциональной зависимостью размер полости $R_{0tr}(R_{1tr}^*)$, выше которого энергетически выгодно преобразование ПНПК в монокристалл. Для полого нитевидного пентагонального кристалла условие, определяющее в неявном виде зависимость $R_{0tr}(R_{1tr}^*)$, имеет вид, аналогичный условию (15):

$$\frac{G\omega^2}{16\pi(1-\nu)} \left[R_{1tr}^{*2} - R_{0tr}^2 - \frac{4R_{0tr}^2 R_{1tr}^{*2}}{R_{1tr}^{*2} - R_{0tr}^2} \left(\ln \frac{R_{0tr}}{R_{1tr}^*} \right)^2 \right] + 5 \cdot 2(R_{0tr} + R_{1tr}^*) \sin \frac{\pi}{5} \cdot \gamma_{100} +$$

$$+ 5 \cdot (R_{1tr}^* - R_{0tr}) \cdot \gamma_t = 2\pi f(R_{0tr} + R_{1tr}^*) \bar{\gamma}. \quad (16)$$

Вводя безразмерный параметр $\chi = R_{0tr}/R_{1tr}^*$ ($0 < \chi < 1$), уравнение (16) преобразуется к следующей системе, заданной в параметрической форме:

$$R_{0tr} = \frac{\frac{16\pi\chi(1-\nu)}{G\omega^2} \left[\left(2\pi\bar{\gamma} - 10 \sin \frac{\pi}{5} \gamma_{100} \right) (1+\chi) - 5\gamma_t(1-\chi) \right]}{1 - \chi^2 - \frac{4\chi^2 \ln^2 \chi}{1 - \chi^2}}$$

$$R_{1tr}^* = \frac{\frac{16\pi(1-\nu)}{G\omega^2} \left[\left(2\pi\bar{\gamma} - 10 \sin \frac{\pi}{5} \gamma_{100} \right) (1+\chi) - 5\gamma_t(1-\chi) \right]}{1 - \chi^2 - \frac{4\chi^2 \ln^2 \chi}{1 - \chi^2}} \quad (17)$$

где $\bar{\gamma}$ – поверхностная энергия монокристалла; γ_{100} – поверхностная энергия грани (100); γ_t – энергия двойниковых границ; G – модуль упругости; ω – мощность дисклинации, ν – коэффициент Пуассона.

Сделаем оценки для меди. В этом случае $G = 5 \cdot 10^{10}$ Н/м²; $\gamma_{100} = 2,93$ Дж/м²; $\gamma_t = 4 \cdot 10^{-2}$ Дж/м². Среднюю поверхностную энергию монокристалла меди можно оценить как $\bar{\gamma} = 0.1Ga$, где $a = 0,36$ нм – параметр решётки; $G = 75 \dots 85$ ГПа модуль упругости монокристаллической меди).

Вид функциональной зависимости $R_{0tr}(R_{1tr}^*)$ представлен на рис. 5 (пунктирная линия) совместно с $R_0(R_1^*)$ (сплошная линия). Из графиков зависимостей $R_0(R_1^*)$ и $R_{0tr}(R_{1tr}^*)$, представленных на рис. 5 следует, что:

- График функции $R_{0tr}(R_{1tr}^*)$ разбивает декартову плоскость $(R_{1tr}^*; R_{0tr})$ на две полуплоскости. Верхняя (относительно графика $R_{0tr}(R_{1tr}^*)$) полуплоскость отвечает области возможного роста полого нитевидного пентагонального кристалла, нижняя (относительно графика $R_{0tr}(R_{1tr}^*)$) полуплоскость отвечает области преобразования полого нитевидного пентагонального кристалла в монокристалл. График зависимости радиуса полости R_0 в нитевидном пентагональном кристалле от внешнего радиуса кристалла R_1^* при которых реализуется стационарное состояние в процессе роста кристалла (см. рис. 4 и 5), пересекает график $R_{0tr}(R_{1tr}^*)$ в точках А и В. Дуги ОВ и ОА (см. рис. 5) графика зависимости $R_0(R_1^*)$ отвечают соответственно устойчивому (сохранение размера полости в процессе роста) и неустойчивому (возможность закрывания полости в процессе роста из-за флуктуаций управляющих параметров) росту полого нитевидного пентагонального кристалла.

- На дугах АС и ВD графика зависимости $R_0(R_1^*)$ любые термодинамические флуктуации управляющих параметров ведут к энергетически выгодному преобразованию полого нитевидного пентагонального кристалла в монокристалл.

В рамках проведённых исследований появление полости в нитевидном пентагональном кристалле, его рост и дальнейшее преобразование полого нитевидного пентагонального кристалла в монокристалл можно трактовать как одно из возможных направлений релаксации упругой энергии, связанной с дефектом дисклинационного типа. Внутренняя структура кристалла самоорганизуется таким образом, чтобы минимизировать эту энергию и сохранить стационарное состояние в процессе дальнейшего роста кристалла.

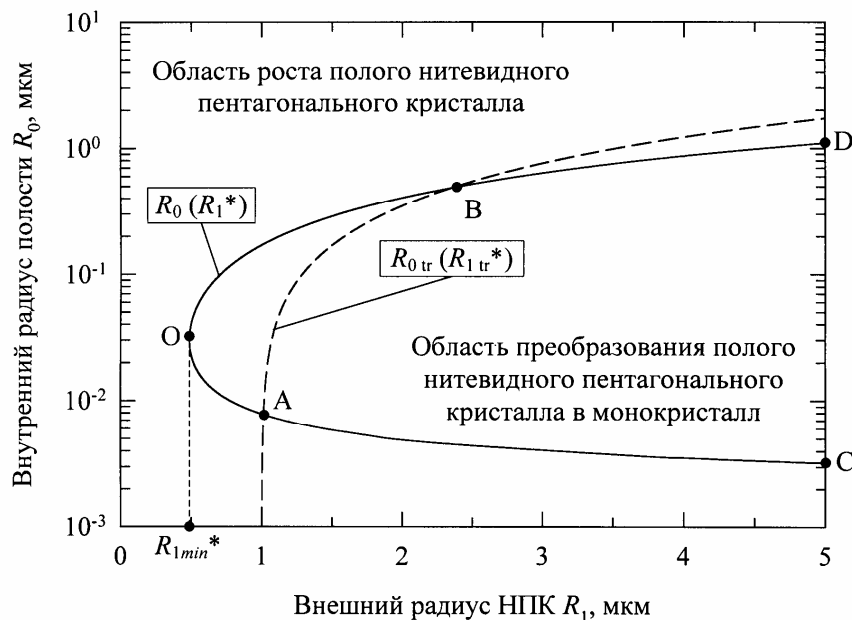


Рис. 5. Вид функциональной зависимости $R_{0tr}(R_{1tr}^*)$, определяющей границу области преобразования полого нитевидного пентагонального кристалла в монокристалл.

Таким образом, использование неравновесной термодинамики и понятия стационарного состояния достаточно корректно при описании эволюции нитевидного пентагонального кристалла и его формоизменения в процессе роста.

Список литературы

1. Mikhailin and A. E. Romanov // *Fiz. Tverd. Tela.* – 1986. – V. 28. – P. 601.
2. Владимиров В.И., Романов А.Е. *Дисклинации в кристаллах.* - Л.: Наука, 1986.
3. A.E. Romanov, I.A. Polonsky, V.G. Gryaznov, S.A. Nepijko, T. Junghanns and N.I. Vitrykhovski *Voids and channels in pentagonal crystals* // *Journal of Crystal Growth* – 1993. – V. 129. – P. 691 – 698.
4. Пригожин И.Р. *Введение в термодинамику необратимых процессов.* - Ижевск: РХД, 2001. - 160 с.
5. Николис Г., Пригожин И.Р. *Самоорганизация в неравновесных системах.* - М.: Мир, 1979.- 512 с.
6. Гамбург Ю.Д. *Электрохимическая кристаллизация металлов и сплавов.* - М.: Янус-К, 1997. - 384 с.
7. Кольцова Э. М., Гордеев Л. С. *Методы синергетики в химии и химической технологии.* - М.: Химия, 1999. - 256 с.
8. Gryaznov V.G., Heidenreich J., Kaprelov A.M., Nepijko S.A., Romanov A.E., Urban J. *Pentagonal symmetry and disclinations in small particles* // *Cryst. Res. Technol.* – 1999. – V. 34. № 9. – P. 1091 – 1119.

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАНСПОРТНЫХ И ОРИЕНТИРУЮЩИХ СИСТЕМ КОСМИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Маленков М. И., Титух И. Н.

ОАО «ВНИИТрансмаш», БГТУ «Военмех» им. Д.Ф.Устинова,
г.Санкт-Петербург, Россия,
malenkovcst@mail.lanck.net

Введение

Транспортные (планетоходы) и ориентирующие (бортовые поворотные платформы) системы космического назначения служат различным целям. Различны также задачи и методы расчета их динамических характеристик на разных этапах отработки и эксплуатации: при наземных испытаниях на специальных стендах, при доставке на орбиту или поверхность небесного тела и при работе в штатных условиях.

Рассматриваемые системы обладают некоторыми общими свойствами, обусловленными идентичностью условий эксплуатации в невесомости или слабых гравитационных полях Луны, Марса и других небесных тел; идентичностью методов наземной отработки и подходов к проектированию механизмов и приводов. Общность свойств ставит и некоторые общие задачи динамического анализа, в то же время, каждому конкретному объекту ввиду оригинальности конструкции присущи характерные особенности, приводящие к индивидуальным методическим подходам и расчетным моделям [1].

Отработанные методы математического моделирования рассматриваются на примере анализа динамических характеристик трехосной стабилизированной платформы (ТСП) научного комплекса «Аргус» проекта «Марс 96», двухосной платформы наведения (ДПН) «Монитор» для международной космической станции (МКС) и демонстратора марсохода международного проекта IARES.

Два из названных объектов были созданы в ОАО «ВНИИТрансмаш» в последнее десятилетие XX века, ДПН «Монитор» находится в стадии разработки. Заказчиком ТСП «Аргус» являлся Институт космических исследований РАН, ДПН «Монитор» - РКК «Энергия», самоходное автоматическое шасси марсохода IARES было создано по заказу Французского космического агентства. Большую роль в создании ТСП «Аргус» и демонстратора «IARES» и разработке современных методов их расчета сыграли главные конструкторы этих изделий Г. А. Пейсахович (1938–1997) и В. К. Мишкинюк (1938-1998), а также заведующий кафедрой сопромата БГТУ «Военмех» им. Д.Ф.Устинова С.И.Арсеньев (1947 -2003).

Реализация всех перечисленных комплексных проектов потребовала привлечения больших коллективов исследователей и разработчиков, широкой научной и производственной кооперации. Динамические характеристики сложных механических структур во всех проектах исследовались на кафедре деформируемого твердого тела БГТУ «Военмех» им. Д. Ф. Устинова по техническим заданиям и в тесном взаимодействии с разработчиками и испытателями, что позволило создать большой научный задел, методическое и программное обеспечение, накопить проверенный результатами испытаний практический опыт решения сложных динамических задач.

ТСП «Аргус»

ТСП Аргус предназначалась для обеспечения съемки поверхности Марса стерео-спектрометрическим комплексом, включавшим инфракрасный спектрометр, стерео-камеру высокого разрешения и широкоугольную камеру. Задачей платформы было создание комфортных условий для работы указанных камер и направление оси их визирования в Надир. Использование комплекса должно было позволить получить карту Марса и провести многозональную съемку его участков.

Внешний вид конструкции и разработанные расчетные модели приведены на рис.1,2.

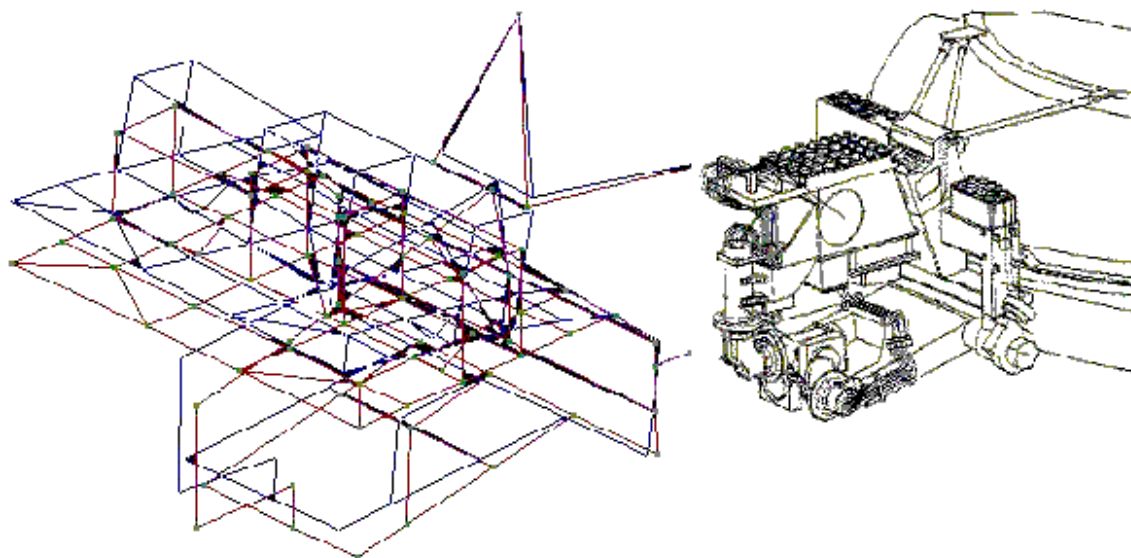


Рис.1. Внешний вид конструкции в транспортном положении и конечномерное моделирование ее отклика на вибровозбуждение.

При математическом моделировании исследовались частоты и моды колебаний объекта в транспортном и рабочем положении. Для транспортного положения моделировался отклик на вибрационные и ударные возмущения, строилась амплитудно-частотная характеристика, определялся уровень локальных динамических усилий на отдельные узлы с последующим их расчетом на прочность ([2]).

Наличие конструктивных люфтов в механизме фиксации платформы учитывалось введением переменных граничных условий и вело к варьированию временного шага при численном решении динамической задачи.

Одним из основных требований к конструкции ТСП «Аргус» являлось обеспечение высокой точности (несколько угловых минут) стабилизации и стабилизированного наведения в инерциальной системе координат во всех диапазонах углов поворота платформы при возмущениях КА ([3]). Таким образом, основной задачей численного моделирования в рабочем положении была имитация работы систем управления и стабилизации по трем приводам наведения, в результате чего определялись изменения линейных и угловых перемещений центров оптических приборов во времени при штатных возмущениях, сглаживаемых моментами на двигателях приводов.

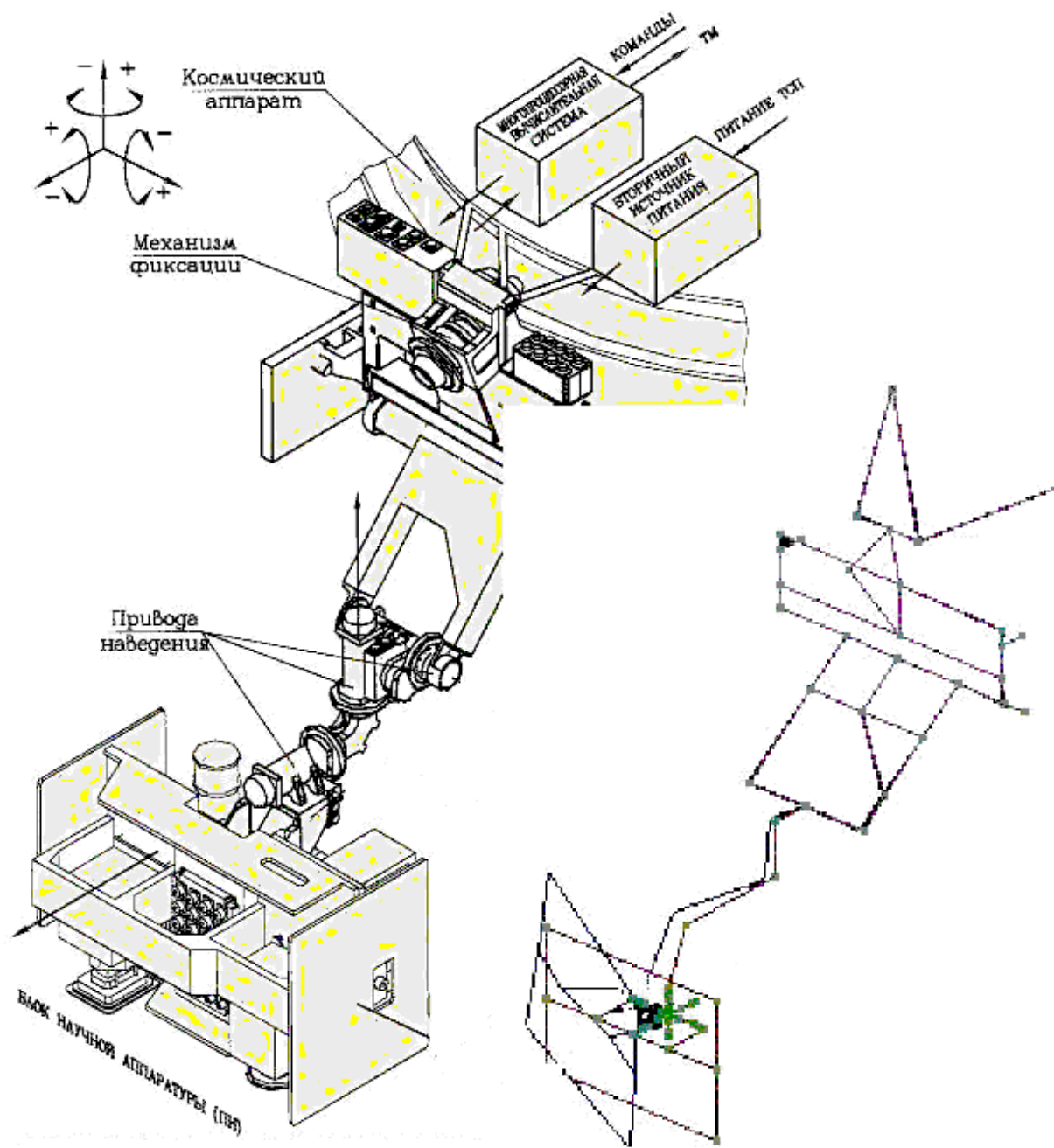


Рис.2. Внешний вид конструкции в рабочем положении и конечномерное моделирование ее отклика на штатное возмущение.

ДПН «Монитор».

Установка ДПН «Монитор» планируется на российском сегменте международной космической станции (МКС) для мониторинга ее состояния, поддержки работы космонавтов при внекорабельной деятельности, проведения научных исследований.

ДПН устанавливается на штанге, которая крепится к наружной поверхности корпуса служебного модуля МКС. Полезная нагрузка (ПН) (массой не более 65 кг) включает в себя приборы и гермоблок с телеаппаратурой.

В состав ДПН входят (рис.3): блоки электромеханических приводов со встроенными датчиками углов поворота и управляемыми тормозами, обеспечивающие разворот и удержание ПН вокруг двух взаимно перпендикулярных осей α 1 и β 2; кронштейн крепления ПН со стыковочной панелью 3; отсек блоков электроники с активной частью системы обеспечения теплового режима 4; переходной угольник 5; кабельная сеть.

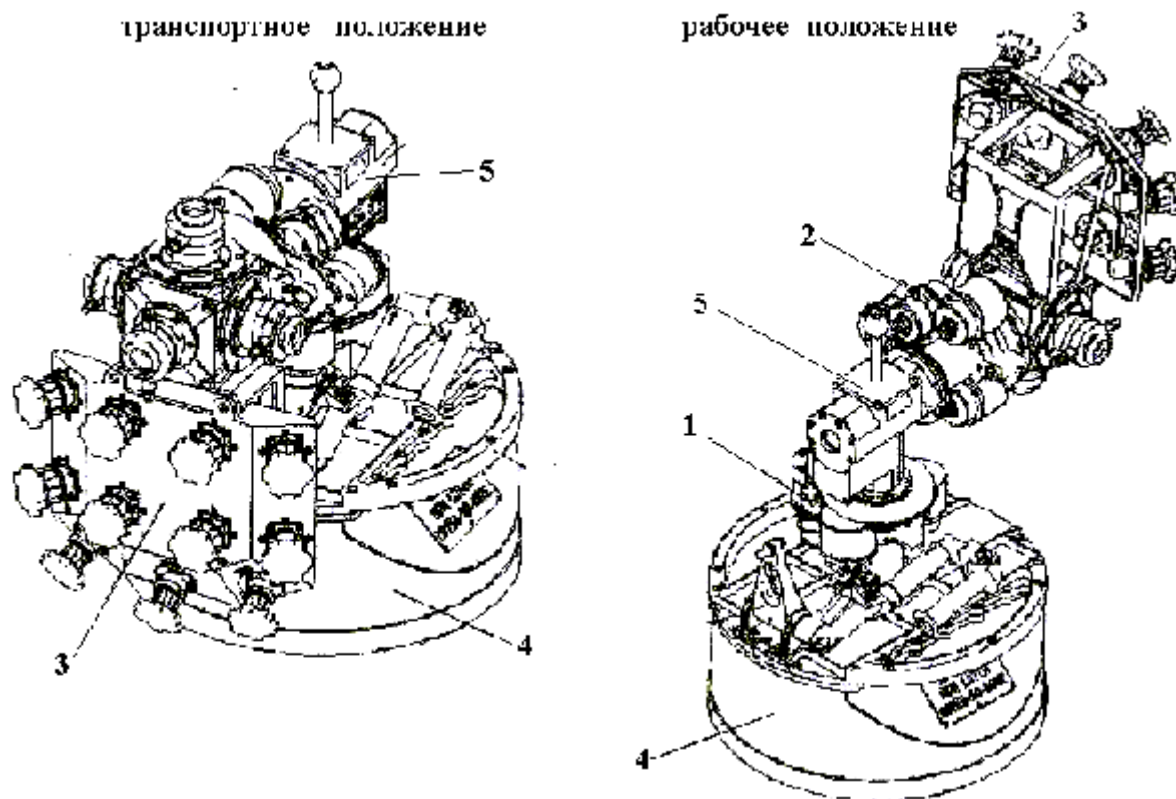


Рис.3. Конструкция ДПН «Монитор».

Расчетное определение собственных частот и форм колебаний на базе конечно-мерных моделей, полностью отвечающих геометрическим, жесткостным и инерционным свойствам реальной конструкции, - важная часть динамического анализа объекта. Упрощенная модель, содержащая минимально необходимое число степеней свободы, служит для моделирования отклика всего КА на эксплуатационные возмущения.

При пространственной триангуляции ДПН использован 1191 балочно-оболочечный элемент и задействовано 3014 степеней свободы. В конечномерную модель введена реальная крутильная жесткость приводов α и β , найденная на основании натурного эксперимента и учитывающая микролюфты и податливости зубчатых пар. Расчет собственных частот и форм проводился методом обратных итераций.

Внешний вид полной расчетной модели и низшие моды собственных колебаний показаны на рис.3. Первая частота 8,38гц связана с изгибными колебаниями отсека блоков электроники относительно оси k . Частоте 8,70гц отвечает изгиб отсека блоков электроники относительно оси i и кручение (в основном) привода α . Третьей моде (на частоте 17,17гц) соответствуют изгибные колебания отсека блоков электроники и переходного угольника относительно оси k .

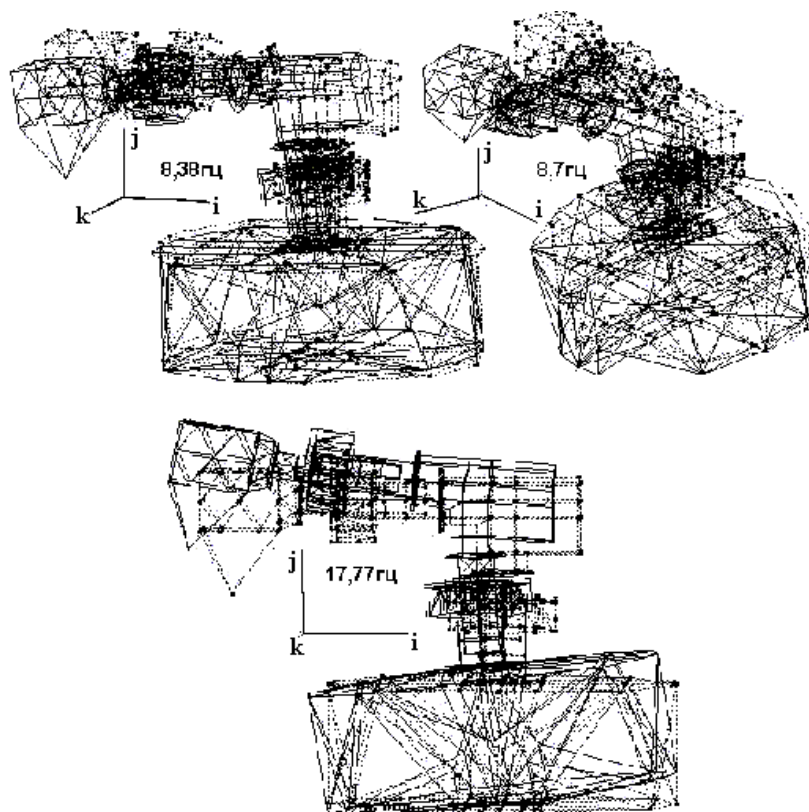


Рис.4. Низшие собственные частоты и моды колебаний объекта.

Построение упрощенной динамической модели ДПН (рис.5) осуществлялось следующим образом. Из полной расчетной триангуляции выделялись отдельные самостоятельные узлы: привода α и β , переходной угольник, отсек блоков электроники и кронштейн крепления ПН. Используемые в упрощенной модели элементы представлялись в виде стержней, однородных по всей длине и соединенных между собой в узловых точках. Массы приборов, установленных в отсеке блоков электроники, (m_6) и стыковочной панели (m_3) учтены в качестве сосредоточенных.

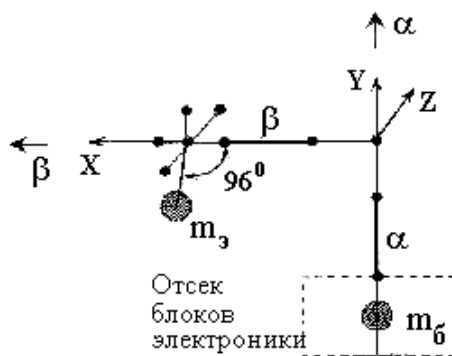


Рис.5. Упрощенная динамическая модель ДПН.

Адекватность полной и упрощенной, содержащей 12 элементов и 72 обобщенных степени свободы, динамических моделей достигается соответствием жесткостных и инерционно-массовых характеристик рассматриваемых элементов и узлов и подтверждается совпадением полученных результатов. Так, найденные по упрощенной расчетной схеме значения трех низших собственных частот составили: 8,37; 8,70; 17,83 Гц.

Марсоход IARES

При численных исследованиях динамики самоходного автоматического шасси марсохода IARES (рис.6) в качестве возмущения моделировались встречи с препятствием различных колес и анализировались как уровни усилий, воспринимаемых отдельными элементами конструкции, так и перемещения условных центров блоков аппаратуры.

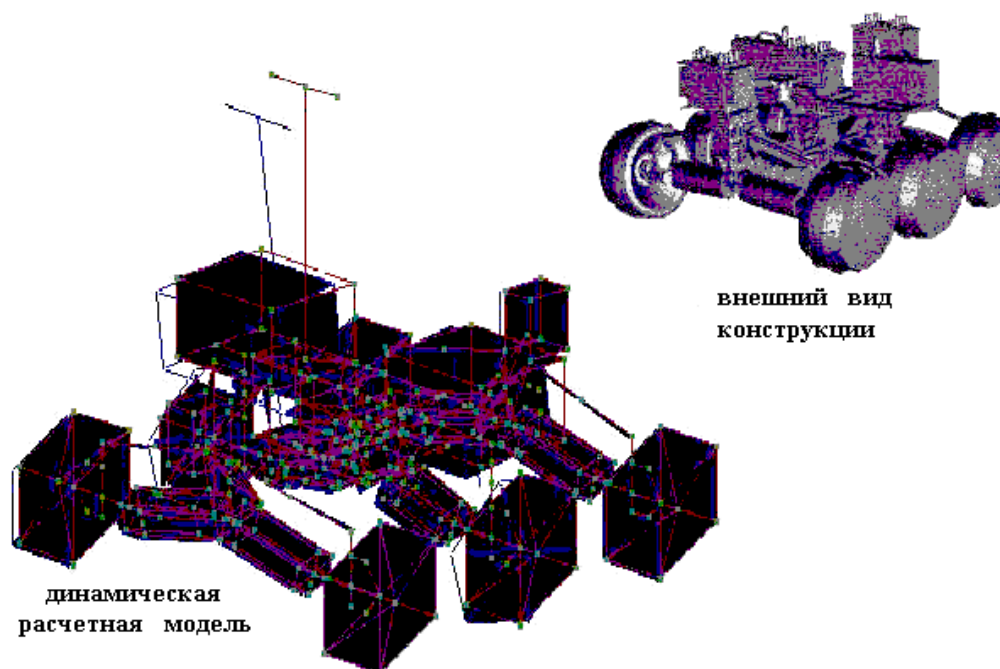


Рис. 6. Облик и конечномерная расчетная модель марсохода IARES.

Заключение

Таким образом, на конкретных примерах продемонстрировано решение задач расчетного анализа динамических характеристик транспортных и ориентирующих систем космического назначения, каковые могут быть систематизированы как:

- определение частот и мод собственных колебаний;
- построение упрощенных динамических схем, необходимых при моделировании отклика всего космического аппарата на эксплуатационные возмущения;
- исследование динамического поведения объекта при штатных вибрационных и ударных воздействиях;
- нахождение локальных динамических усилий, служащих входными данными для прочностных расчетов наиболее ответственных узлов.

Список литературы

1. Маленков М.И. Особенности современных разработок по космической робототехнике. Труды IX конференции «Экстремальная робототехника», СПб, 1996.
2. Титух И.Н. Расчет зон пластических деформаций механизма фиксации трехстепенной стабилизируемой платформы проекта «Марс 96». Отечественная и зарубежная техника, Вып.1(158), 2(159), СПб, 1995.
3. Malenkov M., Fedoseev S., Avanesov G., Zubenko G. The Stabilized Platform of Mars-96 Mission. 6-th Int. Conf. Space 98 and Robotics, 98. Albuquerque, USA, 1998.

РАЗРАБОТКА ОПЫТНОЙ ТЕХНОЛОГИИ РАЗБОРНОГО ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОГО СОЕДИНЕНИЯ ТРУБОПРОВОДОВ МУФТАМИ ИЗ НИКЕЛИДА ТИТАНА

Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Кудрявцев А. В., Суворова Е. Б.

Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ)? г. Саров, Россия

popov@astra.vniief.ru

Приведены результаты разработки опытной экологически чистой технологии разборного соединения трубопроводов муфтами из никелида титана, легированного железом.

Оптимизацию геометрических параметров муфт термомеханического соединения (ТМС) на первом этапе разработки разборного соединения проводили применительно к неразборному соединению трубопроводов диаметром 12 мм. В качестве материала для изготовления макетов трубопроводов использовали нержавеющую сталь 12Х18Н10Т.

Описан способ бесконтактного увеличения внутреннего диаметра муфт, который разработан с целью устранения недостатков классического дорнования, таких как выделение тепловой энергии, ухудшение качества внутренней поверхности муфты, неприменимость к тонкостенным и имеющим значительную длину муфтам.

Приведены схемы конструкций разборного термомеханического соединения (РТМС) с использованием жидкостного контртела, металлического контртела и с использованием эффекта обратимой памяти формы материала муфты.

Технология опробована в диапазоне диаметров соединяемых трубопроводов от 6 до 40 мм. Но она может быть распространена на трубопроводы и больших диаметров. Работоспособность опытной технологии подтверждена результатами испытаний РТМС в диапазоне температур от минус 50 до плюс 50 ° С. После 20 термоциклов соединение не потеряло герметичность.

Разработанные конструкции РТМС позволяют многократно осуществлять процесс сборки-разборки. При этом величина давления герметичности для различных диаметров трубопроводов изменяется от 20 до 80 МПа, несущей способности – от 20 до 145 МПа.

Разработанная технология РТМС может быть применена в различных отраслях техники для соединения трубопроводов и элементов конструкций.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВРЕЖДЕНИЙ В РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ ОБЕСПЕЧЕНИЯ НАДЕЖНОСТИ ДЕТАЛЕЙ МЕТАЛЛУРГИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ

Ручко В. Н.

ДонНТУ, Донецк, Украина
vlad@mech.dgtu.donetsk.ua

При решении задачи обеспечения надежного функционирования металлургического оборудования возникает необходимость регулярного проведения работ, связанных с оценкой меры повреждения различных его элементов (деталей, узлов, механизмов, машин) на любой заданный момент времени, предшествующий сроку проведения ремонтно-профилактических работ.

Разнообразие и уникальность деталей металлургического оборудования не позволяет применять один и тот же метод оценки их технического состояния. Ряд используемых методов (рентгенография, ультразвук и др.), связан с необходимостью остановки производства, что влечет за собой снижение технологических и технико-экономических показателей производства. В качестве альтернативных подходов к оценке меры повреждения предлагается использование математического описания изменения технического состояния.

Используя известные полуэмпирические зависимости, связывающие конструктивные, геометрические и прочностные параметры детали с параметрами долговечности, была разработана методика, позволяющая оценивать меру повреждения деталей на основе статистической информации о технологической нагрузке (производственной программе) исследуемого оборудования. Данный подход обеспечивает решения задачи повышения надежности металлургического оборудования, как на этапе его проектирования, так и на стадии эксплуатации.

Известно [1], что коэффициент запаса прочности, используемый при проектировании различных деталей оборудования и получивший название «коэффициент незначения», не дает ответы на ряд важных инженерных вопросов:

- для деталей какого возраста справедливо это значение;
- если в детали появится трещина, как долго ее можно эксплуатировать;
- какой материал выбрать именно для этой детали и др.

Отличительной особенностью проектных расчетов является использование максимальных значений нагрузок, используемых для оценки прочности. В реальных же условиях эксплуатации нагрузки имеют достаточно широкий диапазон изменения.

Расчеты на прочность на основе максимальных нагрузок и завышенных значений коэффициентов запаса прочности не позволяют с достаточной степенью точности решать задачи оптимального проектирования деталей металлургического оборудования. Такой подход приводит к тому, что, с одной стороны, обеспечивая максимальную долговечность, конструктор сталкивается с проблемой обеспечения максимальной производительности, ввиду завышенных геометрических размеров; с другой стороны, большие геометрические параметры деталей создают сложности, в решении задачи снижения материалоемкости и энергоемкости металлургического оборудования.

Решению задач оптимального проектирования и определения оптимальных сроков проведения ремонтно-профилактических работ и призвана разработанная методика оценки меры повреждений деталей металлургического оборудования.

1. Соппротивление материалов. Учеб. пособие / Н.А.Костенко, С.В.Балясникова, Ю.Э.Волошановская и др.; Под ред. Н.А.Костенко. – М.: Высш.шк., 2000. – 430 с.

УДК 621.891

МЕХАНИЗМ КОНТАКТНОГО РАЗРУШЕНИЯ ПРИ ТРЕНИИ МАТЕРИАЛОВ С МОДИФИЦИРОВАННЫМИ ИОНАМИ АЗОТА СЛОЯМИ

Витязь П. А.¹⁾, Белый А. В.²⁾, Кукареко В. А.¹⁾, Колубаев А. В.³⁾, Рубцов В. Е.³⁾

¹⁾ *Институт механики и надежности машин НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*

²⁾ *Физико-технический институт НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*

³⁾ *Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия*

alex@inmash.bas-net.by

В работе приведены результаты экспериментальных исследований структуры и триботехнических свойств имплантированных ионами азота легированных сталей 08X18H10T и 40X13, а также численные расчеты, свидетельствующие о том, что под твердым модифицированным слоем в матрице развивается пластическая деформация. Предложен механизм контактного разрушения модифицированных ионами азота материалов при трении, основанный на учете пластической деформации подповерхностных немодифицированных слоев.

Введение

Для создания материалов, обладающих высоким сопротивлением разрушению, используются различные способы нанесения покрытий и модифицирующей обработки поверхностных слоев материалов, основанные на применении высокоэнергетических лучевых и плазменных методов [1, 2]. Упрочнение или модифицирование поверхностного слоя позволяет предотвратить процесс зарождения деформационных дефектов и, как следствие, повысить прочностные и триботехнические свойства материалов [2, 3]. В то же время, наличие границы раздела между высокопрочным слоем и основой, имеющих различные физико-механические свойства, приводит к формированию градиентов напряжений, значительно превышающих уровень средних приложенных напряжений и способствующих преждевременному разрушению упрочненного слоя [4, 5]. Тем не менее, в практике довольно часто встречаются примеры, когда одно и то же защитное покрытие в одном случае сохраняет работоспособность длительное время, в другом – разрушается, не выработав свой ресурс. Столь неоднозначное поведение может быть обусловлено как условиями нагружения, так и параметрами, характеризующими свойства упрочненного поверхностного слоя и основы. В данной работе рассмотрен механизм зарождения и развития локализованной деформации в приповерхностных слоях модифицированных азотом стальных образцов, приводящей к разрушению покрытий в процессе контактного взаимодействия при трении. В качестве материалов для исследования выбраны высоколегированные стали 08X18H10T и 40X13, существенно различающиеся по своим механическим свойствам в исходном состоянии до модифицирующей обработки.

Методика эксперимента

Исследование проводилось на образцах с размерами 5х6х10 мм, изготовленных из прокатанных прутков промышленных сталей 08X18H10T и 40X13. Ионно-лучевая обработка осуществлялась на ускорителе ионов, оснащенном ионным источником с замк-

нутым дрейфом электронов [2]. В качестве легирующего элемента использовался азот. Имплантация проводилась в течение 120 минут при энергии ионов 1-3 кэВ и плотности ионного тока 2 мА/см^2 , что обеспечивало флюенс легирования $\sim 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Температура образцов в процессе ионно-лучевой обработки составляла 620, 670, 720, 770 К и контролировалась с помощью термопары.

Твердость по Виккерсу HV определялась при нагрузке 300 Н на твердомере ТП. Микротвердость H_{μ} измерялась на приборе ПМТ-3 при нагрузке 1,0 Н.

Триботехнические испытания с возвратно-поступательным перемещением образца в условиях сухого трения проводились на лабораторном трибометре АТВП, оснащенном специально разработанным устройством для измерения коэффициента трения. Проводились сравнительные испытания на износостойкость образцов стали 08X18H10T и 40X13 в исходном состоянии, а также после низкоэнергетического ионного микролегирования азотом при различных температурах. В качестве контртела использовалась закаленная сталь 60. Твердость стали составляла $HV = 8000 \text{ МПа}$. Контртелo имело форму пластины с размерами $4 \times 40 \times 90 \text{ мм}$. Средняя скорость перемещения контртела в процессе испытаний составляла $\sim 0,1 \text{ м/сек}$, амплитуда возвратно-поступательного движения - 25 мм. Удельное давление в зоне фрикционного контакта составляло 1,0 МПа (сталь 08X18H10T) и 1,5 МПа (сталь 40X13). Испытания проводились до достижения 20000 циклов (путь трения 1000м) с определением весового и линейного износа образца. В процессе испытания регистрировались текущие значения коэффициента трения f . Измерение величины износа образцов осуществлялось по потере веса при испытаниях. Образцы взвешивались на аналитических весах АДВ-200М. Ошибка измерения массы образцов не превышала 0,05 мг.

Результаты эксперимента

Структура. В исходном состоянии аустенитная сталь 08X18H10T имеет ГЦК решетку с параметром $a = 0,3592 \text{ нм}$. Твердость стали составляет $HV = 2200 \text{ МПа}$, а микротвердость $H_{\mu} = 2600 \text{ МПа}$. Ионное азотирование нержавеющей стали при 620, 670, 720 и 770 К приводит к образованию на поверхности высокопрочных модифицированных слоев, толщиной 3; 6; 10 и 15 мкм соответственно. Микротвердость данных слоев составляет 5000; 10000; 14500 и 14000 МПа. Фазовый состав модифицированных слоев после ионной обработки при 620 - 720 К: азотистый аустенит и нитридная фаза на основе ГЦК решетки с гексагональными (620 - 670 К) или тетрагональными (720 К) искажениями. Имплантация азота при 770 К приводит к образованию в слое частиц CrN , а также появлению в нем $\alpha\text{-Fe}$ в результате $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения обедненного хромом аустенита [6].

Сталь 40X13 в исходном закаленном состоянии имеет структуру игольчатого мартенсита с включениями карбида хрома Cr_{23}C_6 . Твердость стали составляет 6000 МПа, а микротвердость 6500 МПа. В результате ионного азотирования при 620, 670, 720 и 770 К на поверхности формируются модифицированные слои, толщиной соответственно 6; 12; 25; и 35 мкм. Микротвердость поверхностных слоев составляет 11500; 17000; 17000 и 12000 МПа. Основными фазами, выделяющимися в модифицированных слоях при 620-670 К являются нитриды $\varepsilon\text{-(Fe,Cr)}_{2-3}\text{N}$, $\alpha''\text{-Fe}_8\text{N}$ и $\gamma'\text{-(Fe,Cr)}_4\text{N}$. После азотирования при 720-770 К в модифицированном слое отпущенной стали 40X13 резко падает концентрация $\varepsilon\text{-}$, $\alpha''\text{-}$ и $\gamma'\text{-}$ фаз и обнаруживается выделение специального нитрида CrN [7].

Износостойкость. Зависимости линейного износа при трении без смазки сталей 08X18H10T и 40X13 от режима их обработки приведены на рисунках 1, а, б.

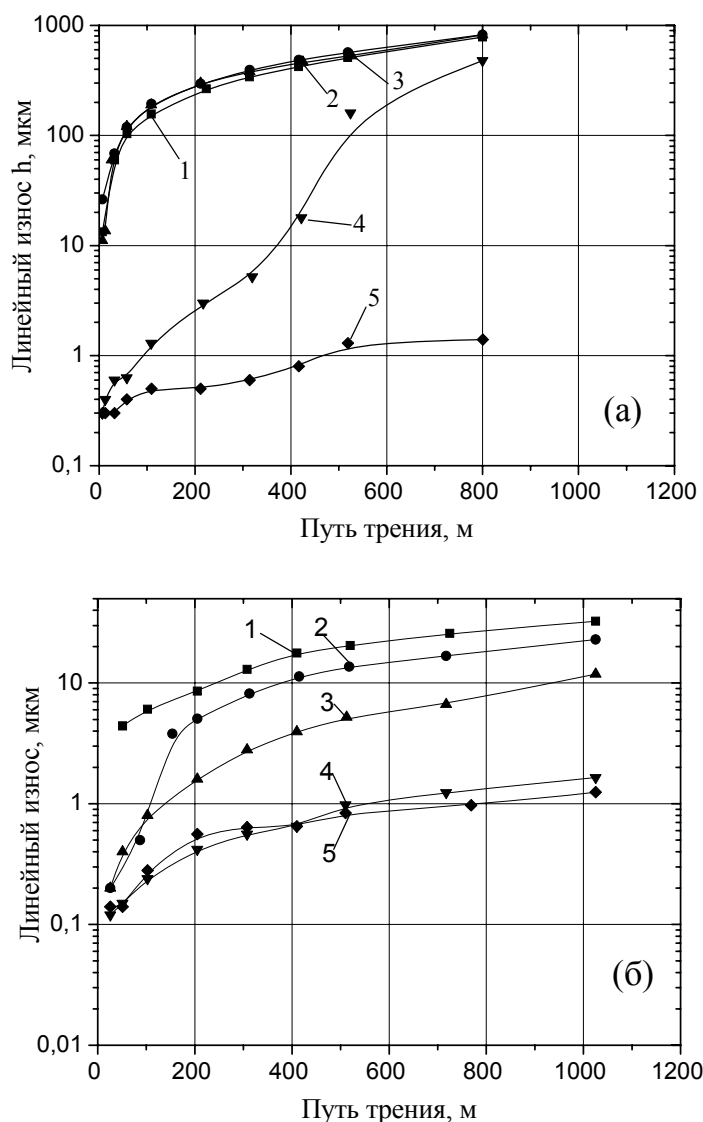
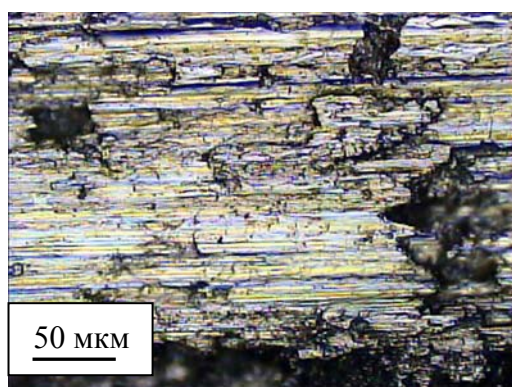


Рис. 1. Зависимость линейного износа от пути трения сталей 08X18N10T (а) 40X13 (б), обработанных по различным режимам (трение без смазки): 1 – исходное состояние стали; 2 – имплантация N^+ при 620 К; 3 – то же при 670 К; 4 – то же при 720 К; 5 – то же при 770 К

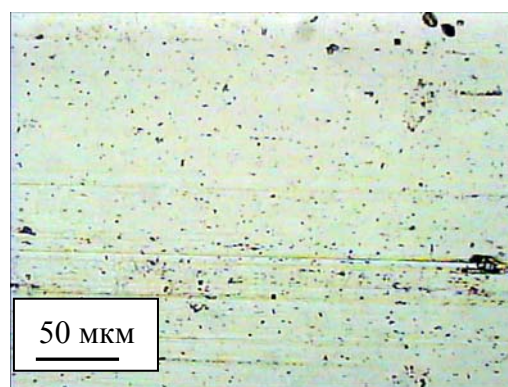
В исходном состоянии износостойкость сталей сравнительно невелика. В частности, интенсивность изнашивания стали 08X18N10T составляет $I_h \approx 100 \cdot 10^{-8}$, а стали 40X13 - $3 \cdot 10^{-8}$ (см. таблицу 1). Фрикционное взаимодействие сталей приводит к адгезионному схватыванию и задиру с образованием на поверхности характерной бороздчатой структуры (рис. 2, а). Микротвердость поверхностного слоя стали 08X18N10T при трении возрастает до $H_{0,98} \approx 5000 \div 6000$ МПа, а стали 40X13 – до 6700 МПа. Данные рентгеноструктурного анализа свидетельствуют о фазовом $\gamma \rightarrow \alpha$ превращении в зоне трения стали 08X18N10T, с чем, по-видимому, и связано столь существенное возрастание микротвердости ее поверхности трения.

Таблица 1. Значения интенсивности изнашивания I_h , коэффициента трения f и удельной работы изнашивания W для сталей 08X18H10T и 40X13 после различных режимов обработки.

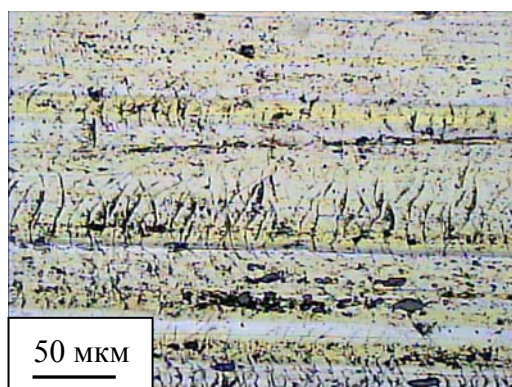
Марка стали	Режим ионной обработки	Интенсивность износа I_h , 10^{-8}	Коэффициент трения f	Удельная работа изнашивания, МДж/см ³
40X13, (закалка)	Закалка	2,9	0,90–1,04	20
	N ⁺ 620 К	2,0	0,90–1,08	45
	N ⁺ 670 К	1,2	1,02–1,08	60
	N ⁺ 720 К	0,2	1,05–1,08	450
	N ⁺ 770 К	0,1	0,90–1,05	550
08X18H10T (состояние поставки)	Исх. состояние	91,0	0,55–0,65	0,3
	N ⁺ 620 К	90,0	0,55–0,65	0,5
	N ⁺ 670 К	95,0	0,55–0,65	0,3
	N ⁺ 720 К	2,0	0,80–0,85	120
	N ⁺ 770 К	0,2	0,70–0,75	240



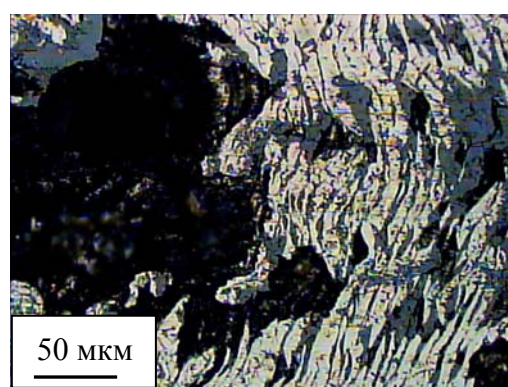
(а)



(б)



(в)



(г)

Рис. 2. Микрофотографии поверхности трения немодифицированной (а) и модифицированной ионами азота при 720 К (б-г) стали 08X18H10T (трение без смазки, $P = 1$ МПа)

Вместе с тем коэффициент трения в случае трения стали 08X18H10T относительно невелик и составляет $f \cong 0,65$ (табл.1). Сочетание высокой интенсивности износа с низким коэффициентом трения свидетельствует о весьма низком уровне энергии активации процесса разрушения немодифицированной стали 08X18H10T. Так, в частности, удельная работа изнашивания необлученной стали 08X18H10T составляет только $0,3 \text{ МДж/см}^3$ (табл. 1). Микротвердость, а также интенсивность и удельная работа изнашивания закаленной стали 40X13, имеющей мартенситную структуру, существенно превышают значения этих характеристик для стали 08X18H10T (см. табл. 1).

Ионно–лучевая обработка сталей, приводящая к формированию модифицированных градиентных слоев толщиной 3–6 мкм, не обеспечивает существенного возрастания износостойкости материалов в условиях адгезионного взаимодействия при трении без смазки (рис. 1). Так в процессе испытаний стали 08X18H10T модифицированный слой удаляется с поверхности уже на первых метрах пути трения, и интенсивность изнашивания материала достигает уровня значений ($I_h \approx 100 \cdot 10^{-8}$), характерных для неимплантированной стали. В стали 40X13, несмотря на более высокий уровень номинального контактного давления, модифицированный слой толщиной 5–6 мкм разрушается после пути трения 100–200 метров (рис. 1). При переходе к более высоким температурам ионной обработки сталей (720 и 770 К), приводящим к существенному увеличению толщины модифицированных слоев, износостойкость сталей весьма существенно возрастает (рис. 1). Так, например, для стали 08X18H10T интенсивность изнашивания модифицированных при 720 и 770 К слоев соответственно в ~ 50 и 500 раз ниже, чем у необработанной стали и составляет $I_h = 2 \cdot 10^{-8}$ и $0,2 \cdot 10^{-8}$ (табл. 1). Для модифицированной стали 40X13 интенсивность линейного износа также выходит на весьма низкий уровень значений $I_h = 0,1\text{--}0,2 \cdot 10^{-8}$. Кроме этого при испытаниях модифицированных слоев регистрируется повышенный уровень значений коэффициента трения (табл. 1), что свидетельствует о высокой энергии активации процесса их разрушения (табл. 1). В процессе фрикционного взаимодействия поверхность упрочненных при 720 – 770 К сталей выглаживается и приобретает характерный зеркальный блеск (рис. 2,б) [7]. Отмеченные особенности процесса изнашивания свидетельствуют о высоких антифрикционных свойствах модифицированных слоев.

Для анализа процессов, происходящих при контактном взаимодействии материалов с упрочненными слоями, рассмотрим структурные превращения в поверхностях трения модифицированной при 720 К стали 08X18H10T, имеющей наиболее характерную кривую изнашивания (рис. 1). Результаты рентгеноструктурных исследований поверхностей трения предварительно имплантированной при 720 К стали 08X18H10T показывают, что уже на ранних стадиях испытаний (100 – 300 метров пути трения), когда интенсивность изнашивания невелика и накопленный износ не превышает 1–3 мкм, на дифракционной картине от поверхностных слоев уже появляются линии α -фазы (рис. 3). Последнее свидетельствует о процессах интенсивного пластического деформирования в подповерхностных неимплантированных слоях ($\delta \approx 10$ мкм), приводящих к фазовому $\gamma \rightarrow \alpha$ превращению в них. Увеличение пути трения модифицированной стали (до 400–500 метров) сопровождается постепенным износом упрочненного слоя до толщин $\delta \approx 5\text{--}6$ мкм.

Далее при фрикционных испытаниях регистрируется резкая интенсификация износа (рис. 1) и обнаруживается появление на поверхности трения упрочненной стали характерных борозд изнашивания, свидетельствующих о развитии процессов адгезионного схватывания и задира в контактирующих поверхностях. При металлографическом анализе на поверхности трения и в полосах задира модифицированной стали были выявлены участки с периодически расположенными микротрещинами (рис. 2, в), которые переходят в зоны глубинного выкрашивания и отслаивания покрытия (рис. 2, г). Рент-

геновских дифрактограммы, полученные от поверхности трения стали 08X18H10T на поздних стадиях испытаний, содержат интенсивные дифракционные линии α -фазы.

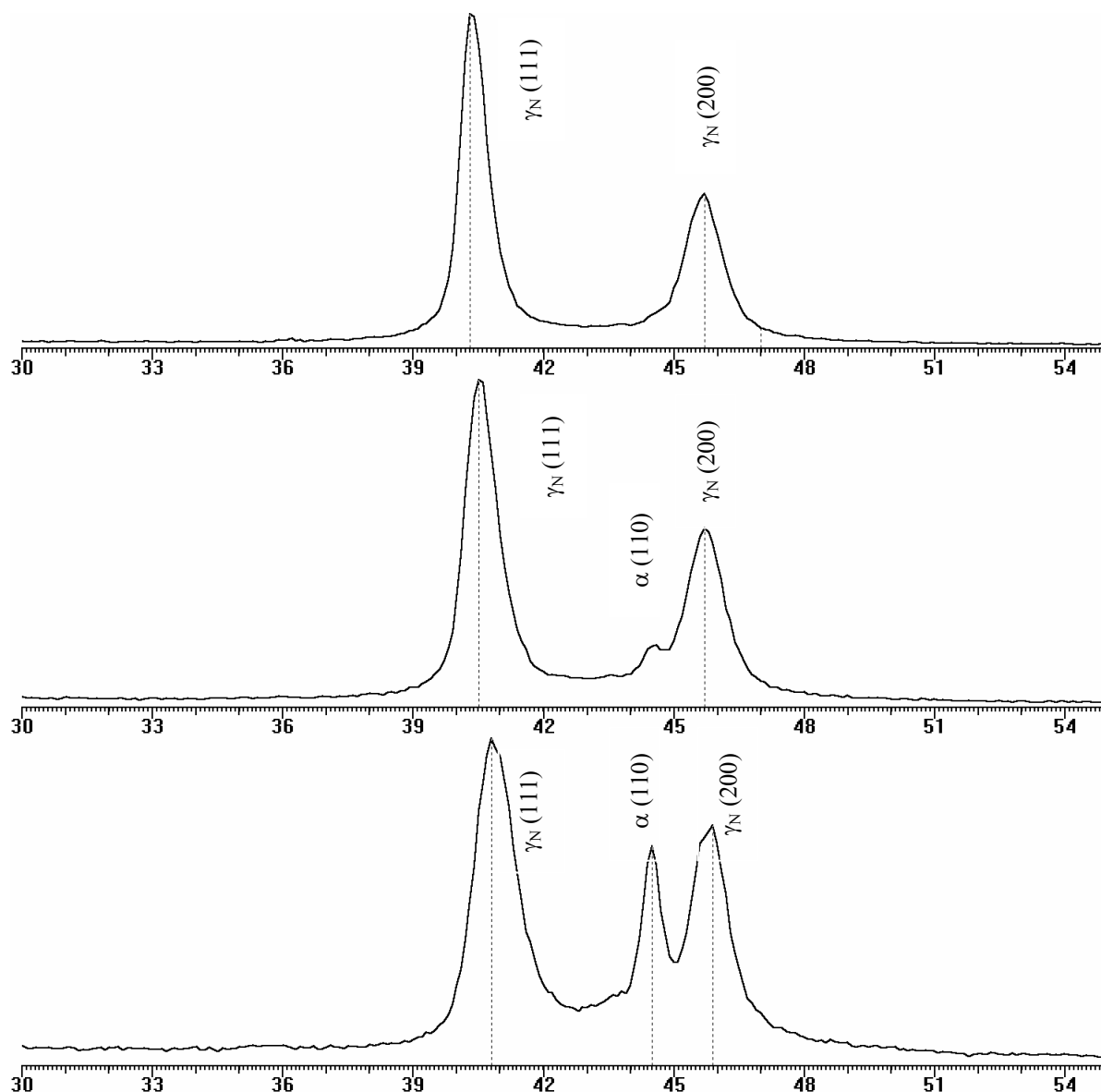


Рис. 3. Фрагменты рентгеновских дифрактограмм ($\text{CuK}\alpha$) от поверхностных слоев стали 08X18H10T после ионной имплантации азотом при 720 К и трения без смазки:
a – исходное состояние; *б* – путь трения 110 м; *в* – путь трения 320 м;

Последнее свидетельствует о выходе на поверхность трения немодифицированных подповерхностных слоев и образовании мартенсита деформации в процессе фрикционного контактного взаимодействия. Регистрируемое на поздних стадиях испытаний катастрофическое разрушение модифицированного слоя, по-видимому, вызвано уменьшением его толщины в процессе изнашивания и снижением несущей способности слоя, как и в описанном ранее случае модифицирования при 620 и 670 К. При этом в подложке развиваются интенсивные пластические сдвиги. Подобные зависимости износа от пути трения обнаруживаются и при испытаниях модифицированной при 620 – 670 К стали 40X13.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что в сталях 08X18H10T и 40X13 формирование тонких упрочненных слоев ($h \leq 5-6$ мкм) не обеспечивает увеличения износостойкости градиентного материала в условиях адгезионного контактного взаимодействия, и модифицированный слой быстро разрушается в процессе сухого трения. Причиной ускоренного разрушения упрочненных слоев малой толщины в процессе фрикционного взаимодействия является интенсивная пластическая деформация основы в прилегающих к покрытию областях. На рис. 4 приведена схема, иллюстрирующая процесс зарождения и распространения микротрещин в тонких поверхностно упрочненных слоях при трении. Несоответствие деформаций твердого слоя (упругая деформация) и подложки (пластическая деформация) вызывает образование дефектов в подложке, а также растягивающих напряжений в модифицированном слое, приводящих к зарождению на границе слоев микротрещин, распространяющихся в модифицированный слой и глубокие подповерхностные слои (рис. 4, б–д). Развитие трещин приводит к формированию частиц износа. Пластификации подложки в значительной степени содействует интенсивное тепловыделение, происходящее в участках контактного фрикционного взаимодействия при трении без смазки [8].

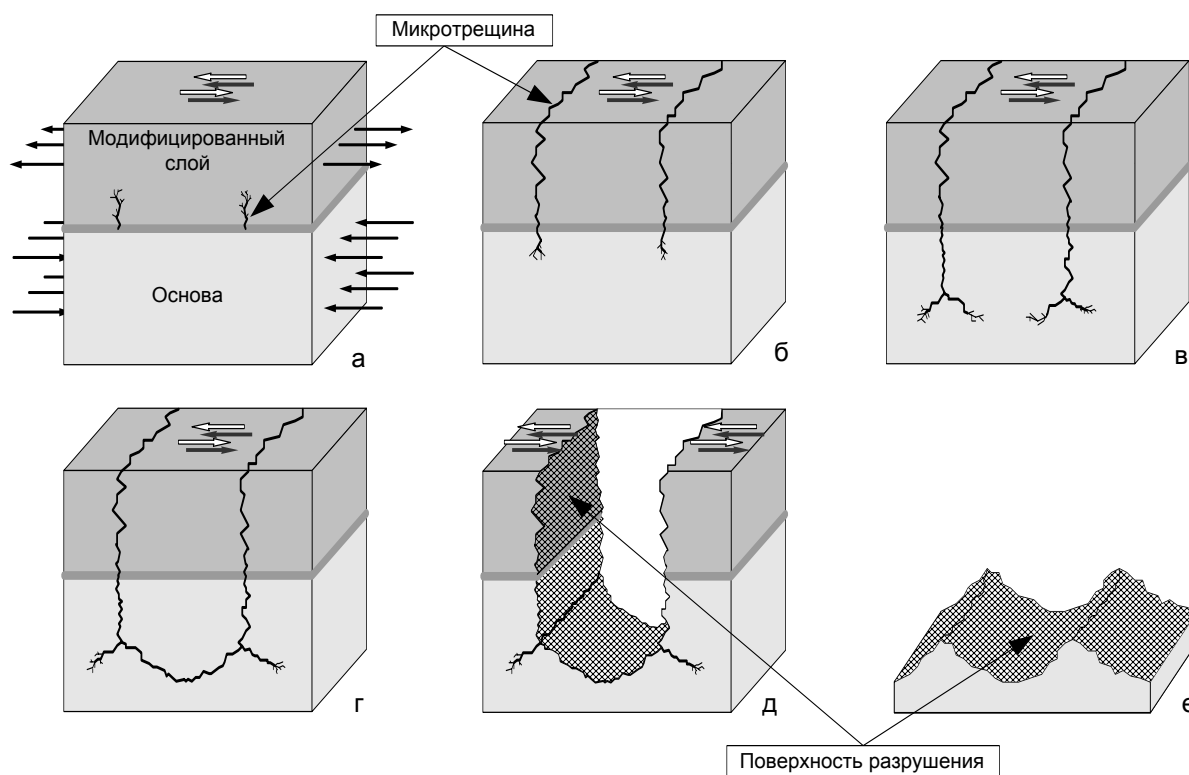


Рис. 4. Схема развития микротрещин при трении материалов с модифицированными слоями.

Регистрируемое различие в кинетике разрушения тонких модифицированных слоев при трении сталей 08X18H10T и 40X13, по нашему мнению, связано с неодинаковыми физико-механическими свойствами подложек сталей.

Для понимания механизма контактного разрушения материалов с модифицированными слоями был проведен теоретический анализ развития пластической деформации в градиентном материале при трении. Ниже приведены результаты моделирования и оценки величины сдвиговой деформации вблизи поверхности, на которой методом ионной имплантации сформирован упрочненный слой, со свойствами, отличными от свойств основного материала.

Численные эксперименты проводили с использованием одномерной макроскопической модели, описывающей поведение материала вблизи поверхности трения с учетом изменения его свойств за счет деформационного упрочнения и фрикционного нагрева [9]. Фрикционное взаимодействие учитывали в пределах единичного микровыступа на поверхности, который состоит из набора слоев, имеющих различные физико-механические свойства (рис. 5).

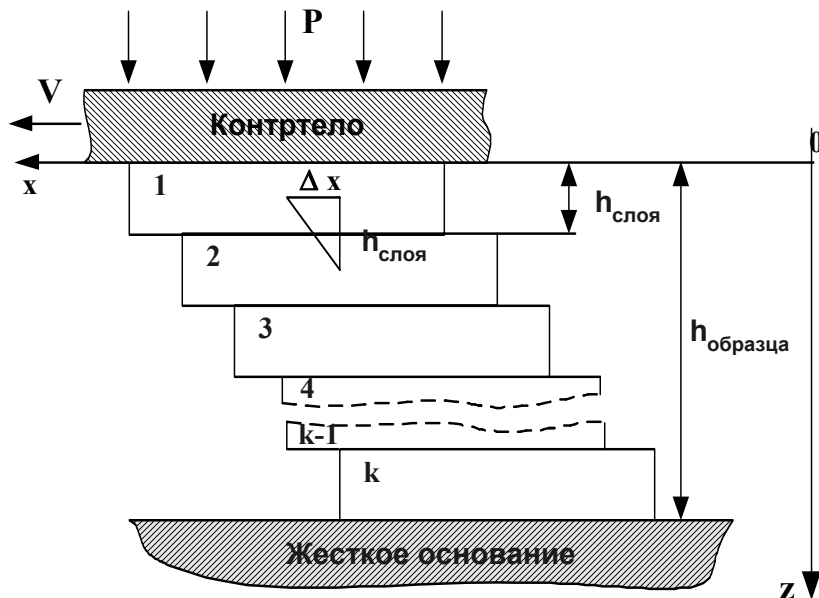


Рис. 5. Схема единичного выступа на поверхности трения, представленного в виде набора слоев [9]

Отклик системы на внешнее воздействие определяется свойствами слоев, составляющих микровыступ и законами взаимодействия между ними. Такой подход позволяет описывать и произвольно задавать градиент свойств в материале микровыступа, а также 'конструировать' микровыступ из нескольких материалов с различными свойствами. В процессе моделирования решали также одномерную тепловую задачу и на каждом шаге вычисления деформации находили распределение температуры по высоте микровыступа. Найденная таким образом температура использовалась для расчета изменения свойств материала и модификации закона взаимодействия для каждой пары слоев с учетом предыстории деформирования. Таким образом, модель позволяет в процессе расчета одновременно учитывать два конкурирующих процесса – деформационное упрочнение материала и его разупрочнение за счет фрикционного нагрева, а также необратимую пластическую деформацию.

Были выполнены расчеты единичного акта взаимодействия микровыступа и контртела в режиме сухого трения. Модифицированный ионным пучком слой представлялся в виде твердого покрытия на основном материале. Механические свойства основы, на которую нанесено твердое покрытие, приблизительно соответствовали свойствам стали 12X18H10T. Расчеты проводили в предположении, что между материалом основы и покрытием существует идеальный контакт. Материал покрытия считался идеально упругим с модулем сдвига в два раза большим, чем модуль сдвига ма-

териала основы. Другие свойства покрытия были идентичны свойствам основного материала (таб. 2).

Таблица 2. Физико-механические свойства слоев моделируемого покрытия.

Материал	G, ГПа		Модуль 'пластический', ГПа		$\sigma_{0,2}$, МПа		ρ , кг/м ³	λ , Вт/(м·К)	c , Дж/(кг·К)
	20 ⁰ С	1300 ⁰ С	20 ⁰ С	1300 ⁰ С	20 ⁰ С	1300 ⁰ С			
Сталь	77	32	0,5	0,5	220	20	7800	26	600
Жесткое покрытие	154	64	-	-	-	-	7800	26	600

Моделирование проводили для имплантированного слоя толщиной от 2 до 50 мкм. Уменьшение модуля сдвига и предела текучести с ростом температуры задавали линейным законом, для построения которого использовали табличные данные. 'Пластический' модуль рассчитывали как отношение разности предела прочности и предела текучести к величине относительного удлинения после разрушения. Анализ температурных зависимостей относительного удлинения, пределов прочности и текучести показал, что для стали 12Х18Н10Т 'пластический' модуль можно считать практически независимым от температуры и приблизительно равным 500 МПа.

Моделирование выполняли для скорости скольжения 0,1 м/с и коэффициента трения 0,5. Микровыступ состоял из 100 слоев толщиной 1 мкм. В начальный момент времени задавали такое сочетание начальной температуры и контактного давления, которые обеспечивали бы упругое деформирование образца. Величина контактного давления выбиралась из тех соображений, что при трении фактическая площадь касания составляет 0,001 – 0,01 номинальной площади. Поэтому среднее давление в пятне контакта может на два – три порядка превышать номинальное давление. Начальную температуру подбирали так, чтобы при заданном контактном давлении и скорости скольжения

в начальный момент времени образец деформировался упруго. Для скорости скольжения 0,1 м/с контактное давление было выбрано равным 200 МПа, начальная температура - 70⁰С.

На рис. 6 приведены результаты расчета деформирования микровыступа с покрытием толщиной 10 мкм при скольжении со скоростью 0,1 м/с. Для иллюстрации процесса развития пластических сдвигов представлены зависимости пластических деформаций от расстояния до поверхности трения в различные моменты времени. Максимальный временной интервал, за который рассчитывалась деформа-

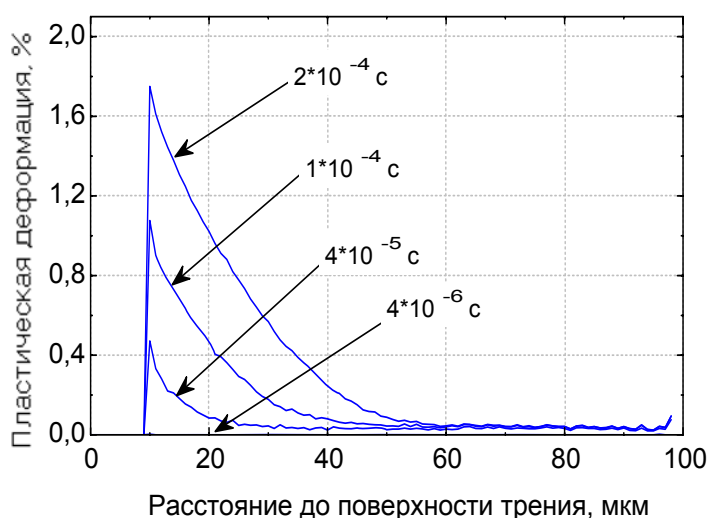


Рис. 6. Пластическая деформация в подповерхностном слое при трении материала с покрытием, рассчитанная в разные моменты времени.

ция, соответствует единичному взаимодействию пятна касания диаметром ~ 20 мкм. Кривая, соответствующая времени $t = 4 \cdot 10^{-6}$ с, отражает состояние перед началом интенсивной пластической деформации. В этот момент микровыступ деформируется квазиупруго, как единое целое, с незначительными пластическими сдвигами. Отсутствие пластической деформации в покрытии, на рисунке это область от 0 до 10 мкм, обусловлено идеально упругими свойствами покрытия. С течением времени вследствие выделения тепла в пятне контакта возрастает температура, что приводит к разупрочнению материала основы. Когда предел текучести материала подложки на границе «покрытие – основа» становится ниже действующего напряжения, в тонком подслое под покрытием начинается и интенсивно развивается пластический сдвиг (рис. 6, $t = 4 \cdot 10^{-5}$ с), сопровождающийся деформационным упрочнением (рис. 6, $t = 1 \cdot 10^{-4}$ с, $2 \cdot 10^{-4}$ с). Следует отметить, что нарастание пластического сдвига происходит не монотонно, а скачкообразно в моменты локального повышения напряжения вызванного прохождением через границу раздела упругой сдвиговой волны. Видно (рис. 6), что с течением времени деформация основы существенно возрастает. Кроме того, толщина вовлеченного в пластическую деформацию подслоя также увеличивается от 10 до 50 мкм. Максимум деформации достигается на границе раздела с покрытием.

Для исследования влияния толщины твердого покрытия на поведение трибосистемы проведен расчет деформации при трении микровыступа с покрытиями толщиной от 2 до 50 мкм. На рис. 7 приведены результаты расчетов деформации, соответствующей моменту времени $2 \cdot 10^{-4}$ с,

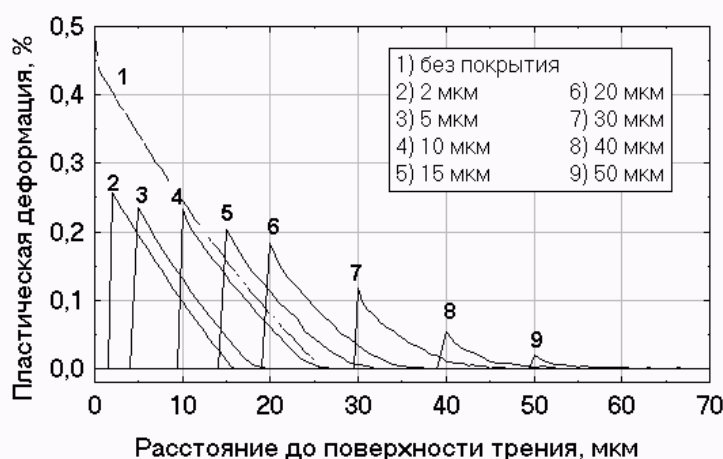


Рис. 7. Зависимость пластической деформации при трении от толщины покрытия, рассчитанной за $t = 2 \cdot 10^{-4}$ с.

при скорости скольжения 0,1 м/с. Хорошо видно, что характер и величина распределения пластических сдвигов в областях, прилегающих к покрытию, существенно различаются. При толщине покрытия 2 мкм материал интенсивно пластифицируется в подслое под покрытием. Максимум деформации достигается на границе раздела, далее величина пластической деформации монотонно убывает до глубины, приблизительно равной 40 мкм. В образце с

покрытием толщиной 50 мкм максимум деформации также наблюдается на границе раздела, но в этом случае пластическая деформация на порядок меньше по величине и менее локализована, что обеспечивает существенно меньшие напряжения в материале основы и лучшую диссипацию энергии, подведенной к системе трения.

Эти результаты согласуются с экспериментальными данными, представленными в данной статье, из которых следует, что поведение модифицированного слоя при трении зависит от его толщины. Тонкое покрытие катастрофически изнашивается вследствие интенсивной пластической деформации материала основы, толстое – изнашивается постепенно до тех пор, пока его толщина обеспечивает сохранение несущей способности слоя за счет снижения уровня напряжений и температур в подслое. Увеличение прочностных свойств подложки будет уменьшать ее пластическую деформацию при трении и замедлять скорость накопления в ней дефектов и зарождения микротрещин.

Заключение

Приведенные данные экспериментальных исследований структуры и триботехнических свойств имплантированных ионами азота легированных сталей 08X18H10T и 40X13, а также численные расчеты показывают, что под твердым модифицированным слоем в матрице развивается пластическая деформация. Причинами пластической деформации матрицы являются ее пониженные, по сравнению с твердым слоем, механические характеристики, а также разупрочнение материала матрицы вследствие фрикционного нагрева. Интенсивный пластический сдвиг подповерхностного слоя может привести к разрушению покрытия вследствие несовместности деформаций в твердом слое и материале основы. Если прочностные свойства основы с ростом температуры в зоне фрикционного контакта остаются достаточно высокими или толщина покрытия обеспечивает такое снижение температуры и уровня действующих в подслое напряжений, которое не приводит к пластическому течению материала основы, то покрытие не будет разрушаться, а будет изнашиваться постепенно. Сделано заключение, что увеличение прочностных свойств подложки способствует уменьшению пластической деформации подложки при трении и увеличивает несущую способность модифицированного слоя.

Список литературы

1. Витязь П.А., Ивашко В.С., Ильющенко А.Ф. и др. Теория и практика нанесения защитных покрытий. Мн.: Беларуская навука (1998)
2. Белый А.В., Кукареко В.А., Лободаева О.В., Таран И.И., Ших С.К. Ионно–лучевая обработка металлов, сплавов и керамических материалов. – Минск: Физико–технический институт, 1998. – 220 с.
3. Byeli A.V., Kukareko V.A., Kolesnikova V.A., Shykh S.K. Structure-based selection of surface engineering parameters to improve wear resistance of heterogeneous nickel – and iron–based alloys // *Wear*. – 2003. – V. 255. – P. 527–534.
4. Панин В.Е., Витязь П.А. Физическая мезомеханика разрушения и износа на поверхностях трения твердых тел // *Физическая мезомеханика*. – 2002. – Т. 5. – № 1. – С. 5–13.
5. Витязь П.А., Панин В.Е., Белый А.В., Колубаев А.В. Механика пластической деформации и разрушения поверхностно упрочненных твердых тел в условиях трения // *Физическая мезомеханика*. – 2002. – Т. 5. – № 1. – С. 15–28.
6. Белый А.В., Кукареко В.А., Рубцов В.Е., Колубаев А.В. Сдвиговая пластическая деформация и износостойкость ионно–модифицированных материалов с твердыми слоями // *Физическая мезомеханика*. – 2002. – Т. 5. – № 1. – С. 41–47.
7. Белый А.В., Кукареко В.А., Бояренко И.В. Триботехнические характеристики мартенситных коррозионно–стойких сталей, подвергнутых ионно–лучевой обработке азотом // *Трение и износ*. – 1999. – Т. 20. – № 4. – С. 378–387.
8. Рубцов В.Е., Колубаев А.В., Белый А.В., Кукареко В.А. Моделирование сдвиговой пластической деформации в приповерхностных слоях материалов с градиентом физико–механических свойств при трении скольжения // *Физическая мезомеханика*. – 2003. – Т. 6. – № 3. – С. 57–61.
9. Рубцов В. Е. Колубаев А. В. Моделирование сдвиговой деформации слоистого материала при трении // *Труды II междунар. науч.-техн. конф. Барнаул: Изд – во Алтайского университета, 2001. С. 185–189.*

ЭФФЕКТЫ ЛОКАЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА АНТИФАЗНЫХ ГРАНИЦАХ

Глезер А. М.

*Институт металловедения и физики металлов им. Г.В.Курдюмова
ГНЦ ЦНИИЧермет им.И.П.Бардина, г.Москва,
glezer@imph.msk.ru*

Дан обзор современных представлений о характере локальных искажений кристаллической решетки на термических и сдвиговых антифазных границах (АФГ) в упорядоченных сплавах. Рассмотрены методы визуализации локальных смещений и методики количественной оценки величины и направления результирующего смещения атомов кристаллической решетки по разные стороны от АФГ. Подчеркнута основополагающая роль теоретических работ профессора Э.В.Козлова и его учеников в выяснении природы локальных смещений на АФГ. Установлено влияние химического состава, концентрации избыточных вакансий и других структурных параметров на особенности локальных приграничных искажений. Теоретически и экспериментально обнаружены эффекты упругого взаимодействия скользящих дислокаций и термических АФГ, обнаруживающих эффекты собственной упругой деформации, а также связанное с ними возрастание деформирующих напряжений в сверхструктурах, содержащих высокую объемную плотность АФГ.

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ И ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Глезер А.М.^{1,2)}, Поздняков В.А.²⁾, Блинова Е.Н.²⁾, Камалов М.М.¹⁾, Золотарев А.К.¹⁾

*1 – Институт физики твердого тела РАН, г.Черноголовка
2 – Институт металловедения и физики металлов им. Г.В.Курдюмова
ГНЦ ЦНИИЧермет им.И.П.Бардина, г.Москва
glezer@imph.msk.ru*

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния размера кристаллитов исходной (высокотемпературной) фазы на характер протекания мартенситного превращения в сплавах Fe-Ni и Ti-Ni-Cu. Показано, что всегда существует критический размер, подавляющий мартенситное превращение в процессе охлаждения. Количественное значение размерного параметра, определяющего склонность к превращению, зависит от способа получения структуры исходной фазы (деформация-отжиг, закалка из расплава, контролируемый отжиг аморфного состояния), а также от типа мартенситного превращения.

Проведена аналогия между размерным эффектом для дислокационного пластического течения и для мартенситного превращения. Показано, что, во-первых, в обоих случаях степень протекания процесса зависит от размера кристаллита в соответствии с соотношением Холла-Петча, и что, во-вторых, в обоих случаях существует критический размер кристаллита, подавляющий реализацию процесса. Предложена структурная классификация, согласно которой переход от субмикрорекристалла к нанокристаллу с позиции физики пластической деформации соответствует критическому размеру кристаллита, подавляющему дислокационную моду пластического течения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-97255).

УДК 536.46

ГРАДИЕНТНЫЙ МАТЕРИАЛ, ПОЛУЧАЕМЫЙ МЕТОДОМ СВС-ЛИТЬЯ

Клубович В. В., Кулак М. М., Платонов Л. Л., Румянцева И. Н.

Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь
mmk_vit@mail.ru

Возрастающим комплексным интенсивным нагрузкам на поверхности узлов и механизмов современного машиностроения наиболее полно могут противостоять только новые материалы с уникальными физико-механическими, электрофизическими, физико-химическими или многофункциональными свойствами.

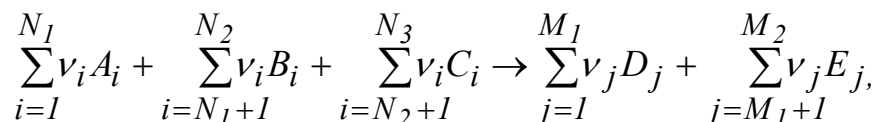
Перспективным направлением, позволяющим достаточно просто синтезировать новые материалы, является самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС), суть которого заключается в проведении процесса синтеза в режиме горения за счет экзотермического взаимодействия компонентов без применения значительного внешнего нагрева.

СВС как метод получения материалов был предложен в то время, когда одним из главных требований к материалам была их однородность. И на начальном этапе исследований СВС-процессов обеспечению однородности продукта придавалось большое значение.

Однако в последнее время возникли более интересные задачи, с прямо противоположной целью - не бороться с неоднородностью, а наоборот, использовать ее, получая неоднородные продукты с заданной структурой неоднородности. Как оказалось, у таких материалов физические характеристики и эксплуатационные свойства могут быть лучше, чем у однородных такого же среднего состава. В общем, неоднородность материалов - проблема большая, многогранная, слабо изученная и малоразработанная. Исследовательские потребности этой области СВС и материаловедения велики. Все это определяет актуальность работы как в плане научном, так и в практическом. Наиболее простым и перспективным способом получения материалов методом СВС с восстановительной стадией и градиентным распределением упрочняющих частиц является применение массовых сил.

СВС литых тугоплавких материалов - сложный и многостадийный процесс. В нем можно выделить три основные стадии: горение, фазоразделение и охлаждение продуктов горения.

Химическую схему превращения исходных порошков в СВС-металлургии можно представить в виде:



где A_i - WO_3 , MoO_3 , Cr_2O_3 , CrO_3 , V_2O_5 , NiO , Fe_2O_3 и т.д.; B_i - Al , Mg , Ti , Zr , и т.д.; C_i - B , Si , B_2O_3 , SiO_2 , N_2 , O_2 и т.д.; D_j - WC , Mo_2C , Cr_3C_2 , VB_2 , $MoSi_2$, V_3N , Ni_3Al и т.д.; E_j - Al_2O_3 , MgO , ZrO_2 , TiO_2 и т.д.; ν_i и ν_j - стехиометрические коэффициенты.

В отличие от металлотермии СВС-металлургия сочетает в себе восстановительную (термитную) и элементную (СВС) химические стадии. Для широкого интервала соотношений реагентов и их дисперсности химическое превращение может протекать в режиме горения со скоростью от 10^{-3} до 10^{-1} м/с. На скорость горения заметное влияние оказывают размер частиц алюминия и углерода, плотность исходной смеси, воздейст-

вие центробежной силы и давления газа, начальный подогрев смеси и т. д. При стехиометрическом соотношении реагентов максимальная температура горения многих составов составляет 3000—6000 °С, что превышает температуру плавления продуктов химического превращения, поэтому после кристаллизации они получаются в литом виде. В качестве исходных материалов использовали смесь порошков состава: Fe_2O_3 , Cr_2O_3 , TiO_2 , NiO , Al , C [1, 2].

При проведении металлографических исследований установлено, что микроструктура литого материала имеет явную предпочтительную ориентацию в радиальном направлении, а дендритные зерна, находящиеся между ветвями, в перпендикулярном направлении к основной оси (рис. 1,б).

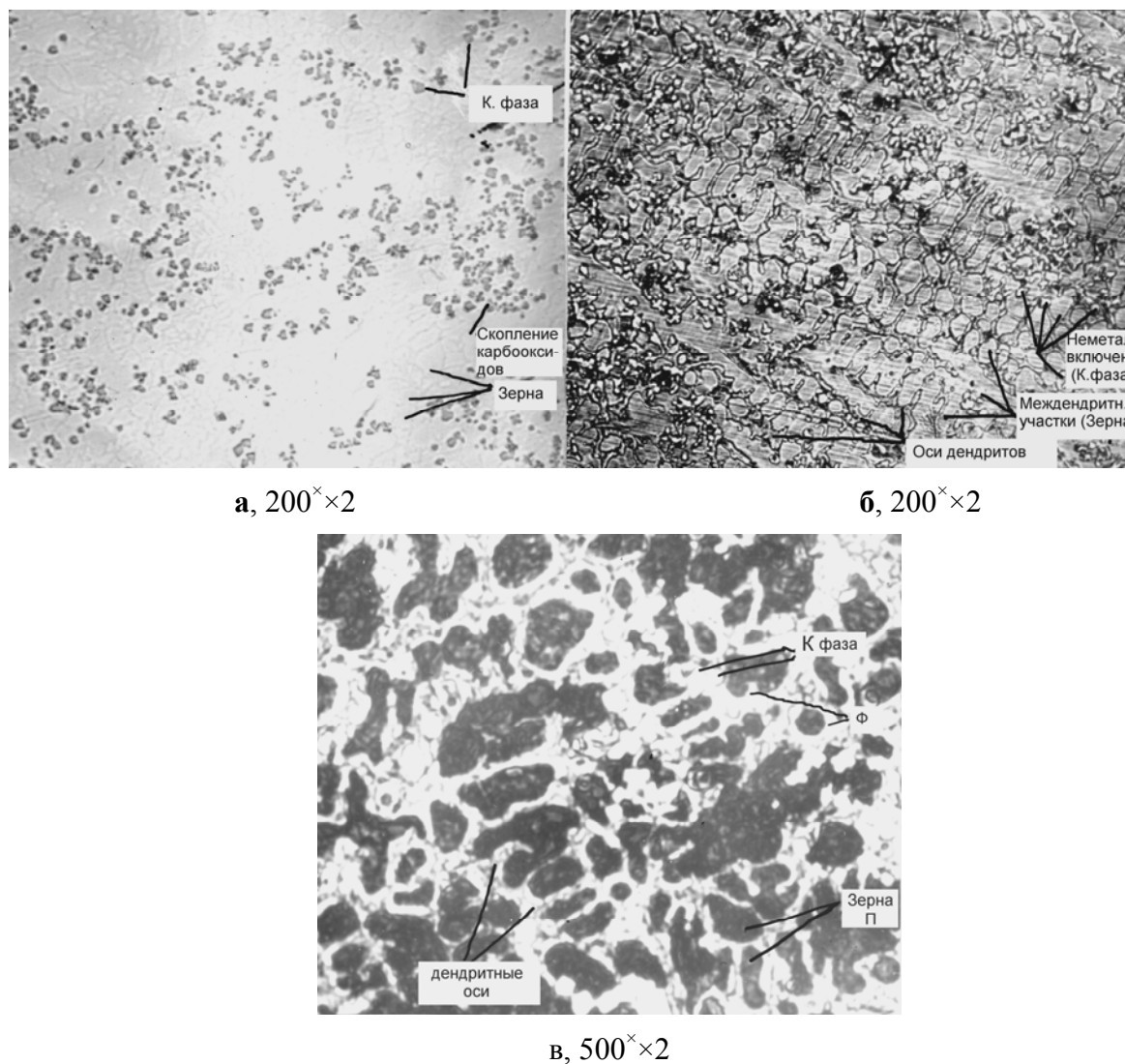


Рис. 1. Структура материала с центробежным литьем: а) – до травления; б, в – после травления.

Структура поперечного сечения отливки с центробежным литьем представляет собой светлые участки металлической основы размером порядка 120 мкм, окруженные цепочками, скоплениями и отдельными включениями (рис. 1,а). В плоскости шлифа наблюдаются глобулы оксидов. Участки металлической основы имеют слабо выраженную зеренную структуру размером зерна 15÷20 мкм. Травлением выявляется зеренная структура металла основы, расположенная в междендритных участках. Дендритные оси

ориентированы по радиусу образца. Карбидная фаза формируется в участках, отвечающих дендритным осям (рис. 1,б).

При длительном травлении зерна основы становятся темными. Карбидная фаза светлая (прямоугольной, сферической и неправильной форм), сконцентрирована по осям дендритов (светлые участки). Отмечается формирование различной по форме карбидной фазы, которая окружает в виде оторочки темные зерна основы (рис. 1,б).

В верхней части отливок имеет место образование отдельных участков структуры эвтектик (рис. 2). Количественная доля структуры эвтектик составляет 1/30 часть от общей структуры. Величина участков эвтектик, их морфология и дисперсность обусловлены характером диффузионных процессов, протекающих при обработке, что зависит от процентного соотношения исходных компонентов. Расположение эвтектик в верхней части отливок является следствием их кристаллизации в последнюю очередь, как самых легкоплавких.

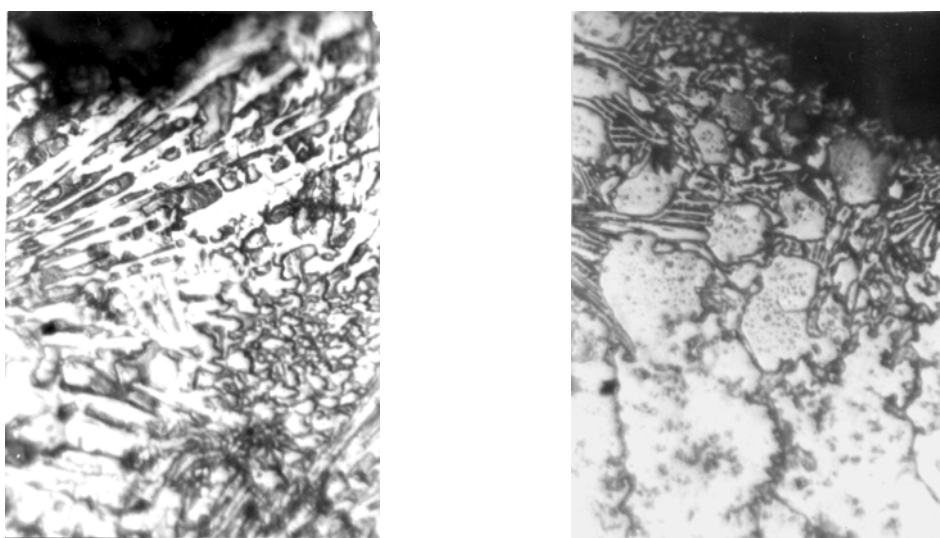


Рис. 2. Структура эвтектик в верхней части отливок. 550[×]

При затвердевании в отливках образуются крупные зерна, ориентированные в направлении теплоотвода. Каждое зерно включает в себя семейство дендритов с одинаковой ориентацией (рис. 3). Межзеренные пространства заполнены скоплениями карбидов. Совпадение первичной дендритной структуры с границами γ -зерен свидетельствует о протекании затвердевания в γ -области. Границы зерен третичной структуры очерчены белой каймой феррита (рис. 4). Размер зерен составляет 25÷50 мкм. Минимальное значение величины зерна отвечает отливке с равным процентным содержанием легирующих элементов. Границы зерен третичной структуры не связаны с дендритной, первичной, структурой и вторичной - аустенитной. Сохранение в отливках трех видов структур свидетельствует о значительной ликвации расплава.

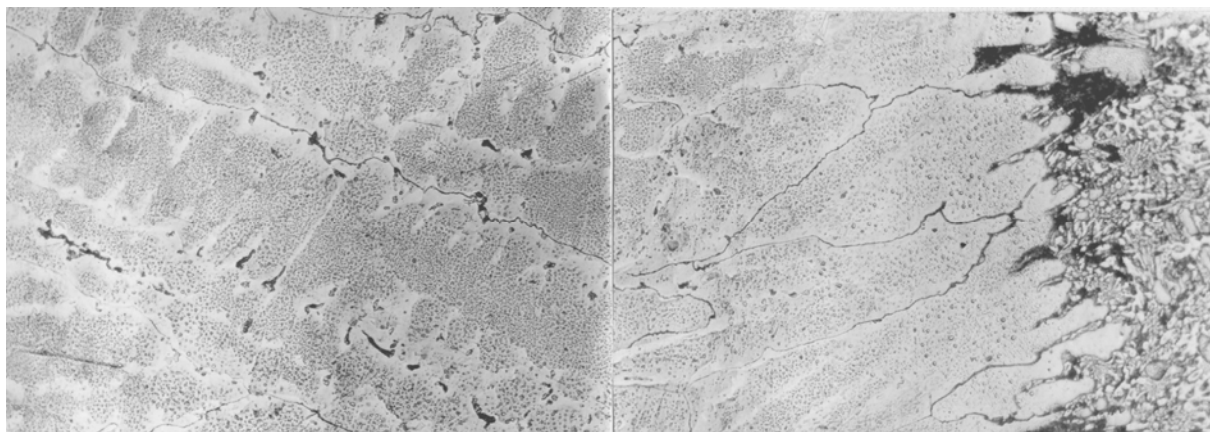


Рис. 3. Ориентированные в направлении теплоотвода крупные зерна-кристаллиты с дендритной структурой. 200^х

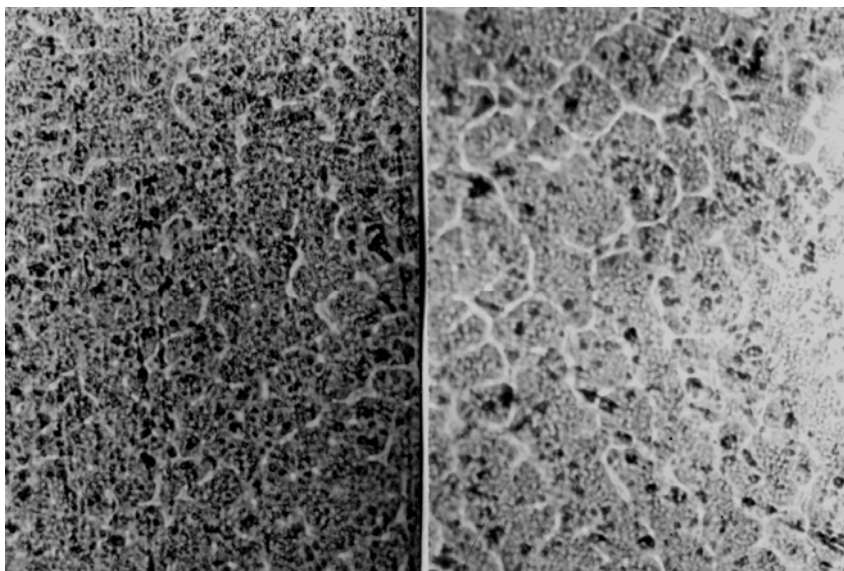


Рис. 4. Равноосное внутрикристаллитное зерно. 260^х

В образцах обнаружены три характерных зоны (рис. 5). Первая (I) зона, низ образца - зона повышенной плотности включений. Ее величина изменяется до 1000 мкм в зависимости от элементного и процентного состава материала.

НИЗ образца			
Зона			
III	Участки зерен металлической основы + крупные карбиды + эвтектика дендриты из включений на фоне металлической основы	75 мкм	312 мкм
II	зона - поля металлической основы, окруженные скоплениями включений Дендриты из включений на фоне металлической основы		
I	зона повышенной плотности включений		
ВЕРХ образца			

Рис. 5. Схема формирования структуры материалов при центробежном литье.

Далее следует зона (II) светлых участков металлической составляющей, окруженной четко очерченными включениями различных форм и размеров. Между зоной I и II имеют место участки светлого металлического поля с включениями, выстроенными в виде дендритов различных размеров. Для всех образцов структура верхней кромки формируется с образованием эвтектики. В данных участках присутствуют крупные карбидные включения. Участки эвтектики - зона III - имеют размер $70 \div 300$ мкм.

Значение микротвердости по зерну металлической основы образцов составило 390 кг/мм^2 , что соответствует микротвердости дисперсного перлита.

На основании проведенных исследований можно утверждать, что:

1. Разработан состав исходной шихты для получения заготовок с необходимыми по износостойкости и твердости свойствами.
2. Из полученных заготовок были изготовлены калибры с наружными диаметрами от 8 до 15 мм.
3. Твердость всех синтезированных образцов находится в интервале 63-68 HRC₃.
4. Формирование структуры обусловлено условиями литья и распределением элементов согласно их удельному весу; характером теплоотвода при охлаждении;
 - микроструктура основы металла - перлит (легированный, дисперсный);
 - карбидная фаза различного состава и морфологии;
 - имеются оксидные включения;
 - количество оксидов и карбидов, их распределение в объеме образца связано с процентным составом материалов;
 - приоритетное распределение карбидов по направлению воздействия центробежной нагрузки;
 - при увеличении нагрузки наблюдается измельчение зерна.

Синтезированный материал, обладает уникальными свойствами, которые выражаются в том, что в относительно мягкой основе распределены, в зависимости от процессов структурообразования дисперсные частицы карбидов. Распределение карбидов происходит по высоте образцов в соответствии с удельными весами последних.

Список литературы

1. Клубович В.В., Кулак М.М., Дубровский А.А., Лапцевич А.А., Самолетов В.Г. Износостойкий материал на основе карбида титана, получаемый методом СВС с восстановительной стадией. // Материалы 4-й республиканской н.-техн. конф. "Материалы, технологии" (МАТЕХ-2000), Гомель, 2000 г., С. 180-181.
2. Клубович В.В., Кулак М.М., Румянцева И.Н., Самолетов В.Г. Дисперсно-упрочненный материал, получаемый методом СВС-литья. Прогрессивные технологии обработки материалов давлением. В 2-х частях. // Материалы международной научно-технической конференции, посвященной 100-летию со дня рождения академика В.П. Северденко. Минск, УП "Технопринт", 2004. Ч. 1, С. 196-200.

УДК 677.017

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТАЛОСТНЫХ СВОЙСТВ ТЕКСТИЛЬНЫХ НИТЕЙ МЕТОДАМИ ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ИСПЫТАНИЯ НА МНОГОКРАТНОЕ РАСТЯЖЕНИЕ

Кузнецов А. А., Иваненков Д. А.

Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь
iwanenkow@tut.by

В работе на основе метода имитационного моделирования многоциклового испытания на растяжение проведены комплексные исследования изменения остаточного циклического удлинения текстильных материалов в процессе нагружения. На основе проведенных исследований показана возможность прогнозирования выносливости текстильных нитей по результатам кратковременных испытаний.

Текстильные материалы в процессах переработки и эксплуатации постоянно подвергаются действию небольших по величине многократных переменных напряжений, в результате чего свойства материала ухудшаются до тех пор, пока не произойдет его разрушение. Данный процесс разрушения текстильного материала получил название усталостного. Знание закономерностей разрушения нитей от усталости позволяет уточнить условия их переработки, разработать научные основы получения текстильного материала с заданными свойствами и может быть учтено при выборе конструкции изделий. Вследствие этого, изучение усталостных характеристик, полученных в условиях многократного растяжения текстильных материалов, представляет интерес для большого числа исследователей. Однако проведение усталостных испытаний сопровождается значительными временными затратами. Для их сокращения авторами предлагается использовать параметрический метод оценки качества текстильного материала. Сущность параметрического подхода при оценке усталостных свойств текстильных нитей заключается в том, что вместо данных о разрушении текстильной нити при многоцикловом испытании проводятся кратковременные эксперименты с наблюдением за изменением контролируемого параметра (показателя). И по результатам кратковременных экспериментов осуществляется прогноз минимального числа циклов, которое может выдержать нить, не разрушаясь с заданной долей вероятности.

Известно [1], что одним из показателей, значение которого изменяется в процессе проведения усталостных испытаний текстильных нитей является относительная остаточная циклическая деформация $\varepsilon_{o.ц.}$ (в дальнейшем остаточная деформация) – величина деформации, накопившейся за некоторое определенное число циклов нагружения и не исчезающей в процессе непрерывного приложения этих циклов. На основании анализа результатов предварительных исследований для математического описания зависимости относительного остаточного удлинения от количества циклов нагружения предлагается математическая модель следующего вида:

$$\varepsilon_{o.ц.}(n) = \frac{n}{a_0 + a_1 \cdot n} + a_2, \quad (1)$$

где $\varepsilon_{o.ц.}$ – относительное остаточное удлинение нити, возникающее после n циклов нагружения, %; n – число циклов нагружения нити, цикл; a_0, a_1, a_2 – параметры модели.

Анализ соотношения (1) указывает на то, что параметр a_2 имеет размерность, идентичную размерности относительного остаточного удлинения (%), и характеризует относительное удлинение нити ε_0 , вызываемое действием статической нагрузки P :

$$a_2 = \varepsilon_{o.ц.}(n \rightarrow 0) = \varepsilon_0 \quad (2)$$

Для определения физического смысла параметра a_1 преобразуем модель (1):

$$\varepsilon_{o.ц.}(n) = \frac{1}{\frac{a_0}{n} + a_1} + a_2. \quad (3)$$

Очевидно, что при значительном количестве циклов нагружения нити значение остаточной циклической деформации достигает своего предельного значения (разрывного удлинения ε_p) (рис.1):

$$\begin{aligned} \varepsilon_p = \varepsilon_{o.ц.}(n \rightarrow \infty) &= \frac{1}{a_1} + a_2 = \frac{1}{a_1} + \varepsilon_0, \\ \frac{1}{a_1} &= \varepsilon_p - \varepsilon_0. \end{aligned} \quad (4)$$

Таким образом, параметр a_1 модели (1) имеет размерность $(\%)^{-1}$ и характеризует предельно возможное изменение остаточного удлинения $\varepsilon_{o.ц.}$ нити при проведении усталостных испытаний на многократное растяжение:

$$a_1 = \frac{1}{\varepsilon_p - \varepsilon_0}. \quad (5)$$

Для определения физического смысла параметра a_0 продифференцируем соотношение (1) по n и устремим n к нулю:

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon_{o.ц.}}{dn} &= \frac{1}{(a_0 + a_1 \cdot n)} - \frac{n \cdot a_0}{(a_0 + a_1 \cdot n)^2}, \\ \frac{d\varepsilon_{o.ц.}}{dn}(n \rightarrow 0) &= \frac{1}{a_0} \end{aligned} \quad (6)$$

С другой стороны, из геометрических соображений (рис.1), следует

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon_{o.ц.}}{dn}(n \rightarrow 0) &= \operatorname{tg} \alpha, \text{ следовательно,} \\ \frac{1}{a_0} &= \operatorname{tg} \alpha, \end{aligned} \quad (7)$$

где α – угол наклона касательной, проведенной из точки $[\varepsilon_0, 0]$ к кривой $\varepsilon_{o.ц.}(n)$ к оси абсцисс.

Следовательно, параметр a_0 модели (1) является безразмерной величиной и является темповым показателем, определяющим темп нарастания относительного удлинения нити на начальном этапе циклического нагружения в процессе усталостного испытания.

Таким образом, на основании проведенных исследований разработана математическая модель, позволяющая прогнозировать значение остаточной деформации при циклическом нагружении. Отличительной особенностью данной модели является тот факт, что ее параметры имеют строго определенный физический смысл, а не являются абстрактными коэффициентами влияния.

Для оценки выносливости текстильных нитей по результатам кратковременных испытаний авторами предлагается использовать метод имитационного моделирования многоциклового испытания на растяжение [2].

При разработке имитационной модели усталостного разрушения текстильных нитей была выдвинута гипотеза о том, что разрушение нити происходит при достижении остаточной циклической деформации некоторого критического значения, в предположении относительного разрывного удлинения. При этом каждый i -й образец испытуемой нити имеет различные параметры a_{0i} , a_{1i} , a_{2i} модели (1), которые имеют определенный и сформулированный выше физический смысл и характеризуют механические свойства нити.

В соответствии с моделью (1) для i -й испытуемой нити можно записать:

$$\varepsilon_{o.ц.}(n_j) = \frac{n_j}{a_{0i} + a_{1i}n_j} + a_{2i}; \quad (8)$$

$$a_{0i} = \frac{n_{1i}}{\varepsilon_{1i}}; a_{1i} = \frac{1}{\varepsilon_{pi} - \varepsilon_{0i}}; a_{2i} = \varepsilon_{0i}. \quad (9)$$

где $\varepsilon_{o.ц.}(n_j)$ – текущее значение остаточного циклического удлинения нити после n_j циклов нагружения, %; ε_{pi} – относительное разрывное удлинение i -й испытуемой нити, %; ε_{0i} – относительное удлинение, вызванное действием статической нагрузки i -й испытуемой нити, %; ε_{1i} – относительное удлинение i -й испытуемой нити, измеренное после n_1 циклов нагружения, %.

Переменными случайными величинами для каждого i -й нити будут являться значения ε_{0i} , ε_{1i} и ε_{pi} .

На начальном этапе имитационного моделирования генератор случайных чисел, в соответствии с задаваемым, экспериментально определяемым законом распределения, генерирует k (по числу испытуемых нитей) случайных значений ε_{0i} , ε_{1i} и ε_{pi} . Затем определяются параметры математической модели (1) a_{0i} , a_{1i} , и a_{2i} .

Имитационное моделирование эксперимента состоит в том, что пульсатор на каждом j -м этапе последовательно сообщает нити переменное напряжение, что вызывает возникновение остаточной циклической деформации $\varepsilon_{o.ц.}$. Тогда число циклов нагруже-

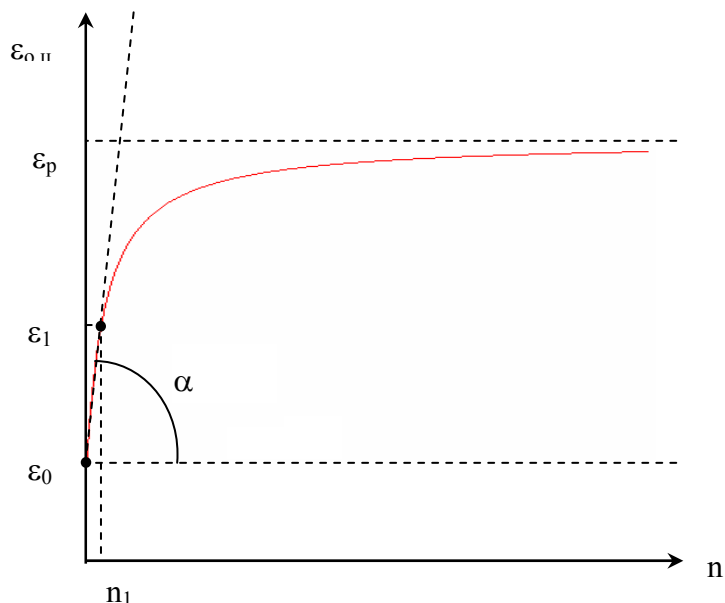


Рис.1. Схематическое представление зависимости остаточной циклической деформации $\varepsilon_{o.ц.}$ от количества циклов нагружения n при испытании на многократное растяжение.

ния n_j будет соответствовать j -му этапу моделирования. На каждом j -м шаге для каждой i -й нити вычисляется остаточная циклическая деформация $\varepsilon_{o,ц,i}(n_j)$ (1).

При выполнении условия $\varepsilon_{o,ц,i}(n_j) \geq \varepsilon_{pi}$ соответствующая i -я нить считается разорванной, и выносливость данной нити соответствует значению n_j ($n_{pi} = n_j$).

Результаты имитационного моделирования представляются в виде массива значений выносливостей, анализ которого позволяет определить не только сводные статистические характеристики, но и также представить результаты моделирования в виде гистограммы распределения выносливости.

Разработанная имитационная модель процесса усталостного разрушения текстильных нитей при испытании на многократное растяжение позволяет на основе кратковременного эксперимента по определению параметров ε_0 , ε_1 и ε_p произвести оценку их усталостных свойств с учётом вариации данных показателей. А также произвести исследование влияния законов распределения и неравномерности механических свойств, определяемых параметрами ε_0 , ε_1 и ε_p , на показатели усталостных свойств текстильных нитей.

Произведем пример функционирования имитационной модели для оценки выносливости хлопчатобумажной пряжи 50 текс. Отбор проб осуществлялся согласно ГОСТ 6611.0-73. Груз предварительного натяжения устанавливался согласно ГОСТ 6611.0-73 в зависимости от линейной плотности исследуемых нитей. Значение статической нагрузки принималось равной 25% от разрывной нагрузки, определяемой по ГОСТ 6611.2-73.

В результате проведения предварительного эксперимента произведена численная оценка значений:

- относительного разрывного удлинения $\varepsilon_p = 7,21\%$, $C\varepsilon_p = 6,38\%$;
- относительного удлинения нити, вызванного действием статической нагрузки $\varepsilon_0 = 2,48\%$, $C\varepsilon_0 = 8,12\%$;
- относительного удлинения нити после 50 циклов нагружения $\varepsilon_1 = 4,84\%$, $C\varepsilon_1 = 6,43\%$;

По результатам критериальной оценки законов распределения значений параметров ε_0 , ε_1 и ε_p имитационной модели закон распределения данных показателей был выбран нормальным с 95% доверительной вероятностью. Данный факт нормального распределения значений вышеуказанных параметров хорошо согласуется с результатами экспериментальных исследований по оценке остаточного циклического удлинения текстильных нитей различного сырьевого состава [3]. Результаты проведенного имитационного моделирования процесса испытания на многократное растяжение хлопчатобумажной пряжи 50 текс представлены на рис. 2. Для сравнительного анализа на рис.3 представлена гистограмма распределений и функция плотности вероятности значений выносливости n_p для хлопчатобумажной пряжи 50 текс, полученные в ходе проведения эксперимента.

По результатам исследований были получены следующие численные значения показателей усталостных свойств хлопчатобумажной пряжи 50 текс:

- $\bar{n}_p = 1551$ цикл, $\sigma_n = 749$ цикл, $C_n = 48,3\%$ – в результате экспериментальной оценки;
- $\bar{n}_p = 1418$ цикл, $\sigma_n = 764$ цикл, $C_n = 53,9\%$ – в результате проведенного имитационного моделирования процесса усталостного разрушения.

Полученные результаты свидетельствуют о наличии возможности оценки выносливости хлопчатобумажной пряжи по результатам кратковременных испытаний.

Таким образом, в результате проведенного комплекса исследований основанных на имитационном моделировании процессов усталостного разрушения текстильных нитей при испытании на многократное растяжение показана возможность прогнозирования показателей выносливости текстильных нитей по результатам кратковременных результатов.

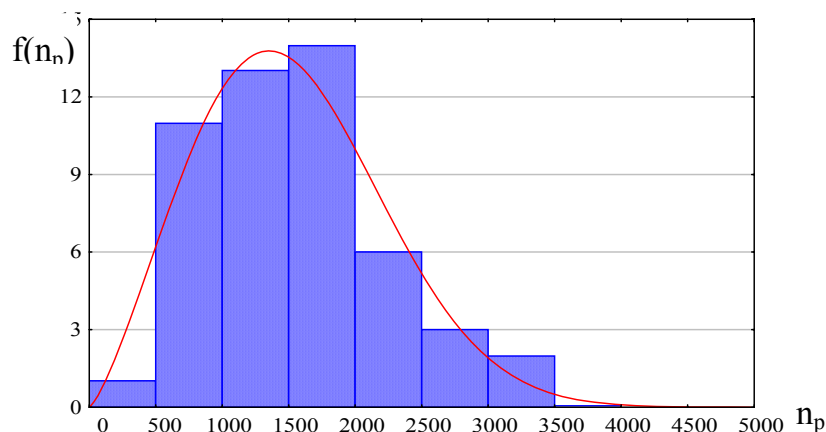


Рис.2. Гистограмма распределения и функция плотности вероятности значений выносливости n_p для хлопчатобумажной пряжи 50 текс (экспериментальная)

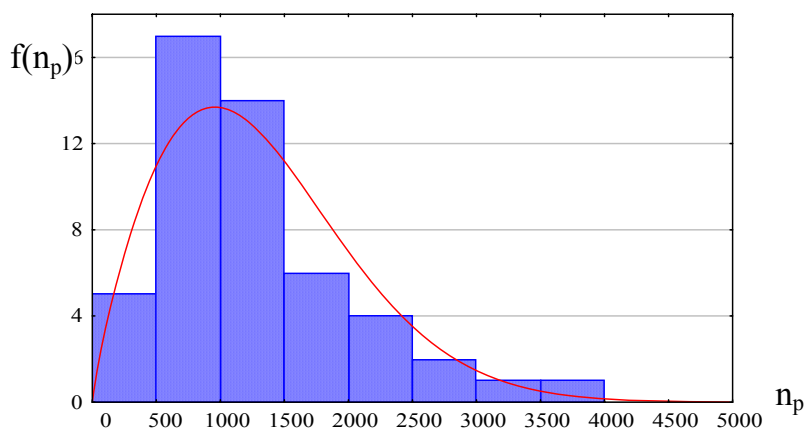


Рис. 3. Гистограмма распределения и функция плотности вероятности значений выносливости n_p для хлопчатобумажной пряжи 50 текс, полученная в результате имитационного моделирования процесса испытания

Список литературы

1. Кукин, Г.К. Текстильное материаловедение. Ч.2./ Г.К. Кукин, А.Н. Соловьев – М.: Легкая индустрия, 1964. – 378 с.
2. Кузнецов А.А. Оценка и прогнозирование механических свойств текстильных материалов: Моногр./ А.А.Кузнецов, В.И.Ольшанский – Витебск: УО «ВГТУ», 2004. – 226 с.
3. Кирюхин, С.М. Контроль и управление качеством текстильных материалов. / А.Н. Соловьев, С.М. Кирюхин – М.: Легкая индустрия, 1977.-311 с.

ПОВЫШЕНИЕ ДОЛГОВЕЧНОСТИ ДЕТАЛЕЙ МЕХАНИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ИНСТРУМЕНТА ФРИКЦИОННЫМ ПЛАКИРОВАНИЕМ

Платов С. И., Анцупов В. П., Кадошников В. И., Анцупов А. В., Терентьев Д. В.,
Файзуллин Р. Р.

*Магнитогорский государственный технический университет им. Г.И. Носова,
г. Магнитогорск, Россия,
psi@pisem.net*

Введение

В данной работе представлены результаты многолетних совместных исследований кафедры Механического оборудования металлургических заводов МГТУ им. Г.И. Носова, Управления главного механика и ЗАО «Механо-ремонтный комплекс» ОАО «Магнитогорский металлургический комбинат» (ОАО «ММК») по совершенствованию механического оборудования, основанных на применении перспективного способа финишной обработки быстроизнашиваемых деталей – плакирования гибким инструментом (ПГИ) [1].

Цель работы

Повышение долговечности различных деталей механического оборудования, работающих в тяжелых условиях эксплуатации, а также технологического инструмента.

Методы исследований

Суть метода ПГИ (рис. 1) заключается в переносе расплавленных теплом трения частиц бруска 1 на поверхность обрабатываемой детали 2 торцами гибких элементов быстро вращающейся щетки 3 и формировании из этих частиц сплошной, прочно сцепленной с поверхностью детали тонкой пленки покрытия толщиной 0,5...100 мкм. Возможно нанесение антифрикционных, износостойких, антикоррозионных, антисхватывающих и других покрытий из алюминия, меди, цинка, олова, свинца, латуни, бронзы, баббита, политетрафторэтилена и различных сплавов, а также многослойных и смешанных покрытий.

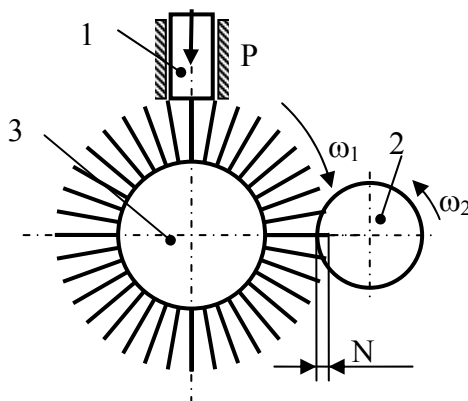


Рис. 1. Принципиальная схема ПГИ.

Способ высокопроизводителен, экологически чист, не требует предварительной подготовки поверхности и последующей обработки, отличается крайне низкой энерго- и металлоемкостью.

Метод реализуется на серийных металлообрабатывающих станках с помощью несложных специальных приспособлений (рис. 2). Возможны варианты различных плакирующих приставок к токарным станкам, а также отдельно стоящие агрегаты для нанесения покрытия на плоские длинномерные изделия и проволоку.

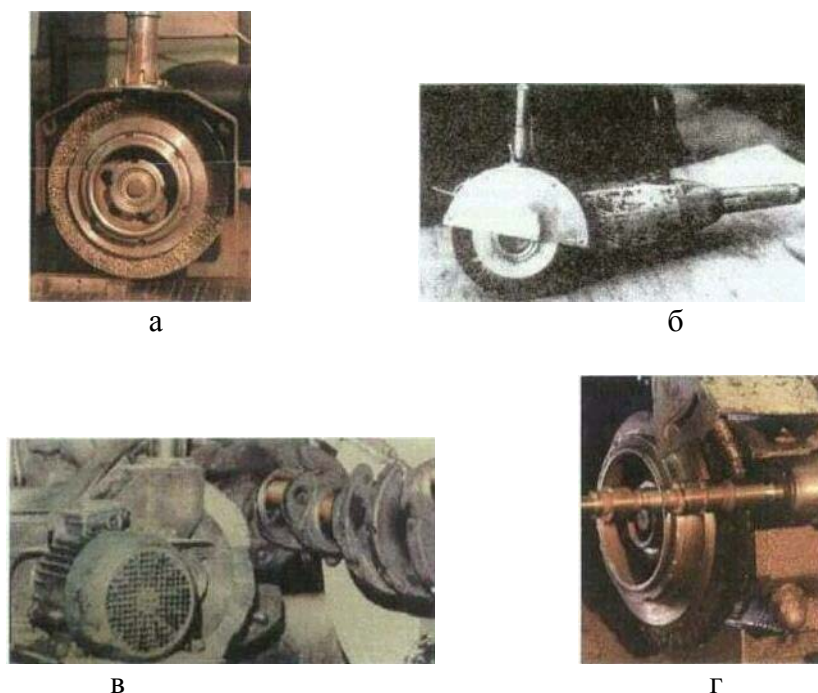


Рис. 2. Оборудование для реализации способа ПГИ:
 а – плакирующий узел к плоскошлифовальному станку;
 б – вариант плакирующей головки на базе ручной шлифовальной машинки;
 в – устройство для плакирования шеек коленчатых валов;
 г – приспособление для плакирования изделий на круглошлифовальном станке.

Результаты исследований и их обсуждение

Исследования проводили по различным направлениям.

1. Повышение долговечности узлов трения-скольжения, работающих в тяжелых условиях эксплуатации (повышенной запыленности, при наличии агрессивных сред, высоких нагрузках и температурах).

Суть технического решения заключается в следующем. Подшипниковый узел обычно содержит пару скольжения, образованную цапфой вала и охватывающим ее элементом (втулкой) из цветного материала. Предлагаемая конструкция подшипникового узла [2, 3] представлена на рис 3. На цапфу вала 1, выполненного из углеродсодержащего сплава, наносят двухслойное покрытие, внутренний слой 2 которого из медьсодержащего материала, а наружный 3 – из антифрикционного полимерного материала. Охватывающий элемент 4 специальной конструкции выполнен из того же полимерного материала, что и наружный слой покрытия. Предлагаемая конструкция обеспечивает повышение износостойкости и срока службы пары скольжения за счет

улучшения герметичности соединения. Кроме того, в нем обеспечивается низкое (уровня жидкостного трения) значение коэффициента трения, равное $0,01 \dots 0,05$.

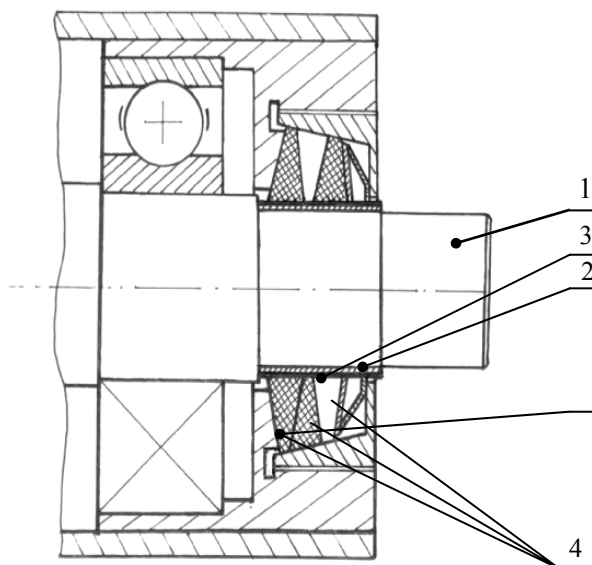


Рис. 3. Новая конструкция подшипникового узла.

Высокая плотность соединения обеспечивается способностью предварительно напряженного охватывающего элемента упруго демпфировать при работе, т.е. принимать форму сечения вращающейся цапфы, а наличие на ее поверхности полимерного покрытия, которое заполняет все микровпадины рельефа, еще более уплотняет контакт скольжения на уровне микронеровностей шероховатости поверхности. Это предотвращает попадание абразивных частиц в подшипниковый узел и не требует смазывания во время работы.

Применение опытных партий подшипниковых узлов на роликах транспортера У 46 первого углеподготовительного цеха в КРМЦ-1 КХП показало повышение срока их службы не менее, чем в 6 раз по сравнению со старой конструкцией (в настоящее время они продолжают работать).

Использование подобной конструкции пары скольжения в подшипниках роликов первой секции МНЛЗ-2,3 позволило повысить их среднюю стойкость с 182,4 до 284,6 плавов, т.е. в 1,56 раза.

В настоящее время проводятся работы по внедрению данного технического решения в других цехах ОАО «ММК».

2. Усовершенствование конструкций узлов гидроаппаратуры.

Тот же принцип был использован для повышения срока службы гидроцилиндров. При этом усовершенствована его конструкция (рис. 4) [4].

Изменение конструкции заключается в том, что вместо наплавки слоя меди толщиной до 5 мм, на рабочие поверхности штока 1 наносят тонкое двухслойное (медь + полимер) покрытие 2 и дополнительно устанавливают два уплотнения 3, 4 из полимерного материала. Данная конструкция гидроцилиндров с марта 2003 г. находится в эксплуатации в механизме подъема комплекта валков пятиклетового стана 1200 ЛПЦ-3, перекрывая регламентированный срок службы более чем в три раза.

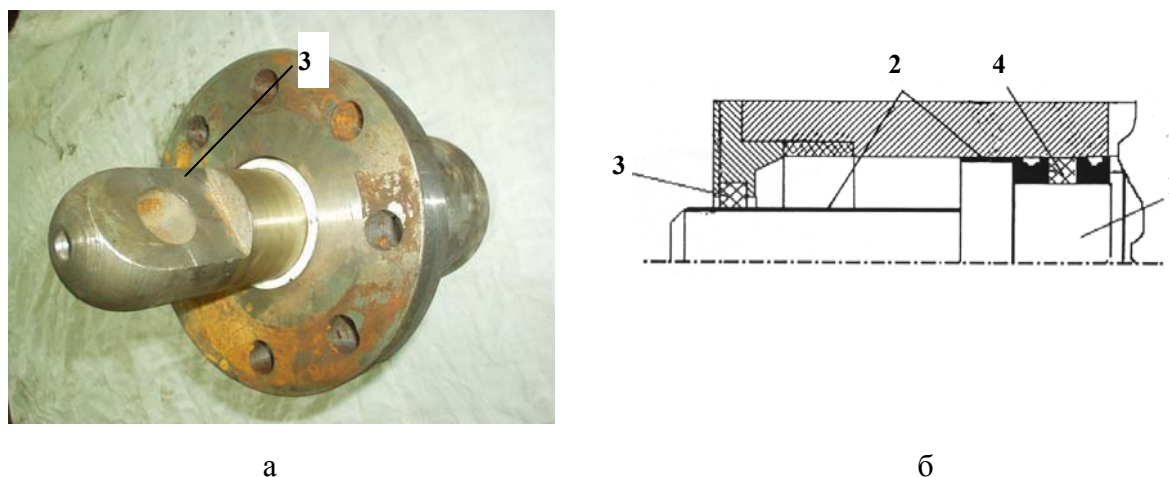


Рис. 4. Усовершенствованная конструкция гидроцилиндра:
а – общий вид;
б – сборочный чертеж.

В настоящее время планируются испытания подобной конструкции в других прокатных цехах.

3. Повышение износостойкости прокатных валков.

Основными причинами выхода из строя рабочих и опорных валков станов холодной и горячей прокатки являются абразивный износ их поверхности, а также выкрошка и отслоения.

Это обусловлено, в основном, тем, что:

- коэффициент трения в зонах контакта шлифованных поверхностей опорных и рабочих валков достаточно высок ($f = 0.1 \dots 0.15$), что приводит к значительной интенсивности изнашивания в период приработки и, как следствие, к снижению их срока службы;
- на шлифованной поверхности валков возникают растягивающие остаточные напряжения, которые вызывают появление при прокатке микротрещин – источника выкрошки и отслоений твёрдого износостойкого слоя, отличающегося большой твёрдостью и ограниченной пластичностью.

Суть предложенного технического решения заключается в нанесении на шлифованные рабочие поверхности валков однослойного покрытия из полимерного антифрикционного материала или двухслойного покрытия (например, «медь + полимер»). При этом его нанесение производится методом плакирования гибким инструментом (рис. 5).

Одновременно происходит упрочнение поверхностного слоя валков и формирование требуемого уровня шероховатости поверхности, сокращающего период приработки в процессе их эксплуатации.

В каждом конкретном случае обработки, в зависимости от условий работы валков, регламентируются значения частоты вращения валков (n_1), щетки (n_2), усилие прижатия бруска к щетке (P_1), щетки к валку (P_2), значение натяга (N), соотношение диаметров валка (D_v) и щетки ($D_{щ}$), а также другие параметры [5].

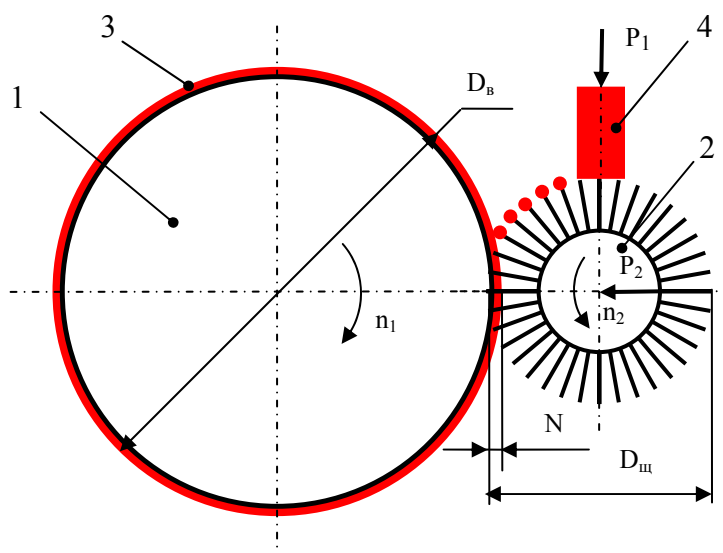


Рис. 5. Способ обработки прокатных валков:

- 1 – прокатный валок;
- 2 – вращающаяся металлическая щетка;
- 3 – покрытие на бочке валка;
- 4 – брусок из материала покрытия.

После обработки коэффициент трения при прокатке снижается до уровня полужидкостного ($f = 0.01-0.05$), и упрочняется поверхностный слой валков, что дает уменьшение процента выкрошки, сколов и величины износа в 1.3...2.0 раза и, соответственно, позволяет уменьшить число перевалок и увеличить производительность стана.

Опыт эксплуатации различных деталей пар качения, в том числе, эксперименты на прокатных валках 20-валкового стана ЛПЦ-3, показал не менее, чем 1,5-кратное повышение их долговечности и полное отсутствие выкрошки или отслоений [1]. Это позволило с большой вероятностью предположить существенное снижение указанных дефектов на опорных валках станов горячей прокатки.

В настоящее время проводятся испытания наиболее нагруженных опорных валков 10 и 11 клетей стана 2500 горячей прокатки. Первые результаты показали уменьшение их износа в 1,5-1,6 раза.

4. Повышение износостойкости металлорежущего инструмента.

Методом ПГИ на рабочую поверхность метчиков, отрезных ножей, прошивных пуансонов и т. д. наносили антифрикционные многослойные покрытия толщиной 10–15 мкм [6].

Испытания опытных партий показали увеличение стойкости метчиков для изготовления гаек М16-М22 в 1,9-2,2 раза, отрезных ножей для изготовления заготовок для болтов М10-М12 - в 1,5-2,0 раза, прошивных пуансонов для изготовления заготовок под гайки М10-М20 - в 1,7-2,2 раза.

Повышение стойкости инструмента объясняется снижением (на порядок) коэффициента трения в зоне резания, а наличие покрытия предотвращает когезионное схватывание материалов обрабатываемой и обрабатывающей поверхностей.

Выводы

Анализ полученных результатов показывает, что применение метода плакирования гибким инструментом позволяет существенно повысить долговечность быстроизнашиваемых деталей механического оборудования и технологического инструмента.

С января 2004 г. действует соглашение о сотрудничестве специалистов УГМ ОАО «ММК» и кафедры МОМЗ МГТУ им. Г.И. Носова, утвержденное заместителем генерального директора ОАО «ММК» по производству и строительству. В рамках этого соглашения проводятся исследования с целью повышения надежности механического оборудования и улучшения качества выпускаемой продукции ОАО «ММК» по следующим направлениям:

- проведение работ по повышению стойкости наиболее ответственных узлов агрегата горячего непрерывного цинкования;
- замена существующих систем смазки на системы смазки «масло-воздух» для смазывания тяжело нагруженных узлов трения;
- разработка шпиндельных соединений повышенной надежности и стойкости;
- повышение стойкости деталей и узлов кранового оборудования;
- увеличение износостойкости винтовых нажимных механизмов.

Полученные результаты обсуждаются на ежемесячных совместных совещаниях у главного механика ОАО «ММК».

Список литературы

1. Анцупов В.П. Теория и практика плакирования изделий гибким инструментом: Монография. – Магнитогорск: МГТУ им. Г.И. Носова, 1999. – 241 с.
2. Свидетельство РФ на полезную модель № 24712 МПК⁷ F 16 C 33/06. Пара скольжения / Анцупов В.П., Кадошников В.И., Платов С.И., Терентьев Д.В., Урцев В.Н., Аникеев С.Н. // Оpubл. 20.08.2002. Бюл. № 23.
3. Свидетельство РФ на полезную модель № 24711 МПК⁷ F 16 C 33/02. Подшипниковый узел / Анцупов В.П., Кадошников В.И., Платов С.И., Терентьев Д.В., Урцев В.Н., Аникеев С.Н. // Оpubл. 20.08.2002. Бюл. № 23.
4. Разработка новых конструкций пар трения скольжения повышенной надежности / Анцупов В.П., Кадошников В.И., Анцупов А.В. и др. // Процессы и оборудование металлургического производства: Сб. науч. тр. – Магнитогорск: МГТУ 2003.- С. 155-158.
5. Патент РФ № 2224822 МПК⁷ C 23 C 26/00, B 21 B 27/00. Способ обработки прокатных валков / Урцев В.Н., Платов С.И., Анцупов В.П., Кадошников В.И., Терентьев Д.В., Хабибулин Д.М., Аникеев С.Н. // Оpubл. 27.02.04. Бюл. № 6.
6. Повышение стойкости режущего инструмента нанесением композиционных антифрикционных покрытий / Анцупов В.П., Завалишин А.Н., Кадошников В.И., Дема Р.Р. // Технология машиностроения. – 2003. - № 4. – С. 10-11.

ФОРМИРОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ В АРМАТУРЕ ПРИ ПРЕРЫВИСТОМ ТЕРМОУПРОЧНЕНИИ

Юрьев А. Б.¹⁾, Иванов Ю. Ф.²⁾, Громов В. Е.³⁾, Морозов М. М.³⁾, Пискаленко В. В.³⁾

¹⁾ *Западно-Сибирский металлургический комбинат, Новокузнецк, Россия*

²⁾ *Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия*

³⁾ *Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк, Россия*
gromov@physics.sibsiu.ru

Для целенаправленного повышения эксплуатационных свойств арматуры из малоуглеродистых марок сталей необходимо знать физические процессы, лежащие в основе технологии термоупрочнения в линии прокатных станов.

В работе методом просвечивающей электронной микроскопии установлены закономерности формирования и эволюции градиентных структурно-фазовых состояний и дислокационных субструктур в арматуре из стали СтЗпс диаметром 12 мм при прерывистой поверхностной закалке.

В центральной зоне формируется двухфазная структура, состоящая из α -фазы и карбида железа. Наблюдаются следующие типы субструктуры: перлит пластинчатой морфологии, объемная доля ~18%; ферритные зерна, содержащие различное количество выделений цементита, объемная доля ~52% и квазиперлитная структура, представляющая собой ферритное зерно, содержащее частицы цементита, расположенные строчками ~30%. Отсутствие пластинчатых структур указывает на диффузионный механизм $\gamma \Rightarrow \alpha$ превращения в данном объеме прутка.

В зернах феррита выявлены ячеисто-сетчатая и фрагментированная дислокационная субструктуры. В отдельных случаях обнаруживается субзеренная структура феррита. Как правило, в зернах феррита наблюдается частицы карбидной фазы в виде протяженных пластин и дисперсных образований округлой формы. Последние, как правило, располагаются по границам ячеек и фрагментов. Выделения, расположенные по границам зерен и субзерен, имеют форму тонких прослоек.

Структура, формирующая приповерхностную область прутка, представлена пакетным мартенситом, находящимся в отпущенном состоянии. Отпуск мартенсита привел к релаксации дислокационной субструктуры; величина скалярной плотности дислокаций составляет $\sim 4,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (в закаленном состоянии величина скалярной плотности дислокаций в кристаллах пакетного мартенсита составляет $\sim 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Одновременно со снижением скалярной плотности дислокаций отпуск стали сопровождается распадом пересыщенного твердого раствора углерода в кристаллической решетке железа. В результате последнего в структуре пакетного мартенсита фиксируется образование частиц цементита. Преимущественным местом расположения частиц являются границы раздела кристаллов. Несмотря на высокую плотность дефектов кристаллической структуры, процессы рекристаллизации в приповерхностном слое прутка арматуры не фиксируются. Последнее может быть обусловлено низкой температурой повторного нагрева и малым временем данного нагрева.

УДК 669.295'24:539.37.539.25/26.

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ

Андреев В. А.*, Хусайнов М. А., Волнянская О. Ю., Малых Н. В.

**Промышленный центр «МАТЭКС», Москва
Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого
vestnik@novsu.ac.ru*

Термическая и пластическая обработки, как правило, существенно изменяют структуру металла и, как следствие, механические свойства. При этом существенную роль играет термомеханический фактор – способность сплавов с памятью формы к обратимому формоизменению [1,2]. Это является одним из важнейших условий работы активных элементов многократного действия. Стабильность срабатывания проектируемых устройств с использованием сплавов с эффектом памяти формы (ЭПФ) зависит также от состава сплава и структурного состояния продуктов мартенситного превращения. Например, пластическая деформация мартенсита уменьшает размер ячеек. В результате возникает весьма развитая тонкая структура, повышающая обратимый эффект памяти формы [3]. В тоже время активная деформация аустенита инициирует отрицательный эффект [4].

В данной работе изучалось влияние наиболее характерных видов ТМО на температуры мартенситных превращений (МП), величину обратной памяти формы ($\epsilon_{\text{эф}}$), уровень генерируемых реактивных напряжений и стабильность структуры, определяемую по температуре срабатывания при термоциклировании в неполном интервале МП, во взаимосвязи с упругим контртелом. Исследования проводились на сплавах TiNi двух составов Ti – 50,2 ат. % Ni и Ti – 50 ат. % Ni. Первый сплав был поставлен в виде листа толщиной 1,1 мм, второй в виде прутка $\varnothing 20$. Образцы вырезались на электроискровом станке, шлифовались в целях удаления микротрещин и подвергались последующей обработке. Затем исследуемые образцы из сплава Ti – 50,2 ат. % Ni закаливались в воде с $T = 900^\circ \text{C}$, $\tau = 15$ мин и отжигались при 500°C , 30 мин., а образцы из сплава Ti – 50 ат. % Ni только отжигались при 500°C , 30 мин. Такие режимы принимались за исходное состояние. Температуры МП сплавов исходного состояния следующие: Ti – 50,2 ат. % Ni: $M_s = 14^\circ \text{C}$, $M_f = (-7)^\circ \text{C}$, $A_s = 32^\circ \text{C}$, $A_f = 40^\circ \text{C}$; Ti – 50,0 ат. % Ni: $M_s = 54^\circ \text{C}$, $M_f = 47^\circ \text{C}$, $A_s = 84^\circ \text{C}$, $A_f = 95^\circ \text{C}$. Термомеханическая обработка заключалась в деформировании сплавов на двухвалковом стане по режимам: а) прокатка в холодную при $T < M_s$ на $\epsilon = 10\%$; б) прокатка при $T < M_s$ с промежуточными отжигами на $\epsilon = 30\%$ и последующим обжатием ($\epsilon = 10\%$). После пластического деформирования (прокатки) все образцы подвергались отжигу при различных температурах в течение 1,5 ч.

Влияние температуры отжига на критические точки МП показаны на рис. 1. Из сопоставления с таблицей следует, что отжиг сплавов при 300°C вызывает заметное понижение температур МП, по сравнению с исходным состоянием. Нагрев до 350°C сплава обогащенного никелем приводит к росту температур M_s , T_R и A_f при неизменных значениях M_f и A_s . Тогда как у сплавов эквиатомного состава, наоборот, M_f и A_s снижа-

ются, а такие, как M_s и A_f остаются на прежнем уровне. После отжига при 420°C наблюдается закономерное возрастание критических температур M_f и A_s , в то время как M_s и A_f не меняются. Дальнейшее повышение температуры отжига до 480°C приводит к изменению всех параметров гистерезиса МП. Является характерным то, что если характеристические температуры сплава, обогащённого никелем, резко снижаются, то сплавов эквиатомного состава резко растут. Такое различие в поведении сплавов, надо полагать, обусловлено влиянием процессов старения, протекающих при отжиге деформированных металлов.

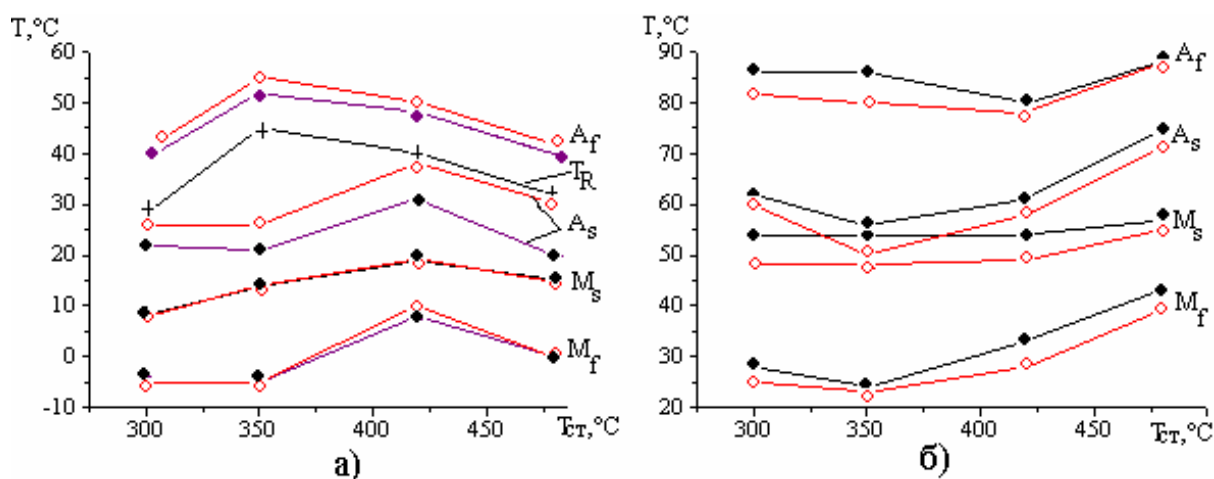


Рис.1. Влияние температуры старения ($T_{\text{ст}}$) на температуры МП Ti – 50,5 ат. % Ni (а) и Ti – 50,0 ат. % Ni (б). Светлые кружки – после прокатки «вхолодную» (10 %); темные – после прокатки «вхолодную» (30 %) с промежуточными отжигами и последующего обжигания (10 %)

В частности, в сплавах, склонных к старению (Ti – 50,2 ат. % Ni), образуются мелкодисперсные выделения вторых фаз Ni_3Ti , Ni_4Ti_3 [5]. Это с одной стороны, а с другой – в этих сплавах образуется мартенситная R-фаза. Тогда как в сплавах эквиатомного состава она отсутствует. Наличие промежуточной R-фазы, как правило, способствует высокой обратимости деформации при более низких температурах мартенситного перехода. В сплавах эквиатомного состава переход из неупорядоченного состояния в упорядоченное (ОЦК-решётку) более затруднен вследствие возникновения несовершенств, препятствующих мартенситному превращению. В этом случае для реализации МП требуются большие затраты тепловой энергии. Это демонстрируют и полученные данные (рис. 1, б), свидетельствующие о повышении температур МП с увеличением температуры отжига. Здесь следует обратить внимание на то, что пластическое деформирование (30 %) с промежуточными отжигами на точки МП исследуемых сплавов не оказывает существенного влияния, по сравнению с единичной деформацией (прокаткой) на 10 %. Вполне вероятно, что обжигание на 10 % «вхолодную» после прокатки (30 %) нивелирует эффект формирования поля ориентированных микронапряжений, созданного на этапе 30 % обжигания. Однако если учесть, что после снятия нагрузки ориентированные микронапряжения не исчезают, то можно ожидать положительного влияния на другие характеристики сплавов, например, на память формы, как будет показано ниже.

Способность сплавов испытывать формоизменение только по каналам обратимой деформации оценивали по коэффициенту степени возврата деформации при отогреве $k = \varepsilon_{\text{эф}}/\varepsilon_{\text{пр}}$, где $\varepsilon_{\text{пр}}$ – предварительная деформация (рис. 2). Представленные кривые показывают, что с повышением температуры отжига величина эффекта памяти формы

вначале возрастает, достигая максимального значения при 420° С, затем снижается. Такой характер изменения ЭПФ проявляется на обоих сплавах независимо от вида термомеханической обработки. Следует отметить то, что пластическое деформирование (30 %) с промежуточными отжигами способствует обратимому формоизменению. Об этом можно судить по восстанавливающейся деформации ($\epsilon_{\text{эф}}$). ЭПФ после прокатки с промежуточными отжигами, как правило, возрастает. Этот эффект связывают с релаксацией ориентированных микронапряжений механического происхождения, созданных в процессе пластического деформирования. В результате нагрев сплавов, прошедших такую обработку, вызывает полный возврат деформации.

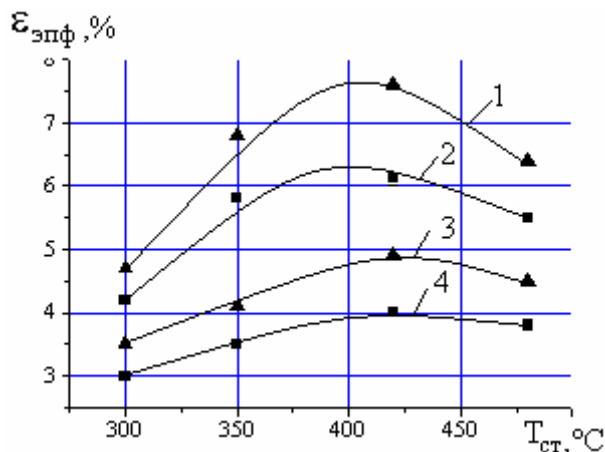


Рис. 2. Зависимость величины обратимой памяти формы от температуры отжига сплавов Ti–50,2 ат. % Ni (1,2) и Ti–50,0 ат. % Ni (3,4). 1,3 – после деформации «вхолостую» (30 %) с промежуточными отжигами и последующего обжигания ($\epsilon = 10\%$); 2,4 – после деформации только «вхолостую» (10 %).

% Ni исходного состояния $\sigma^{\Phi} = 12 \text{ кг/мм}^2$, дислокационный предел $\sigma_{\tau} = 57 \text{ кг/мм}^2$, предел прочности $\sigma_{\text{в}} = 91 \text{ кг/мм}^2$, то после холодной прокатки (10 %) и отжига при 420° С эти величины соответствуют $\sigma^{\Phi} = 15 \text{ кг/мм}^2$, $\sigma_{\tau} = 80 \text{ кг/мм}^2$, $\sigma_{\text{в}} = 110 \text{ кг/мм}^2$, а после деформации (30 %) с промежуточными отжигами с последующим обжиганием (10 %) и отжига 420° С: $\sigma^{\Phi} = 14 \text{ кг/мм}^2$, $\sigma_{\tau} = 90 \text{ кг/мм}^2$, $\sigma_{\text{в}} = 120 \text{ кг/мм}^2$ МП.

Данный результат представляется чрезвычайно важным с практической точки зрения, поскольку, используя тот или иной вид термомеханической обработки сплава, можно стабилизировать структуру аустенита и обеспечить устойчивую работу мартенситных приводов, особенно в условиях действия многократных теплосмен. Эффективность стабилизации структуры сплавов оценивалась на образцах испытывающих сотни, тысячи и миллионы термических циклов (нагрев $\leftrightarrow$ охлаждение) в неполном интервале МП. Такие условия реализовывались на активных элементах из сплавов с ЭПФ, прошедших ТМО, которые устанавливались в действующие макеты, термореле и подвергались термоциклированию в интервале заданных температур, при противодействии упругого контртела. Обычно режим работы таких устройств на первых 6-18 циклах неустойчивый, так как температуры срабатывания при нагреве и охлаждении изменяются и устанавливаются на определенном уровне лишь после нескольких циклов [7]. Наиболее эффективно стабилизирует структуру сплавов ТМО режим, в который входит прокатка «вхолостую» с промежуточными отжигами. Если отжиг в этой операции снимает наклеп, то пластическая деформация не менее 30% формирует поле ориентированных микронапряжений, которое обеспечивает направленность прямого и обратного мартен-

В сплавах TiNi эквиатомного состава из-за сильного механического наклепа эффект памяти формы подавляется (рис. 2), и не только при больших значениях предварительной деформации. Это обусловлено, как отмечалось в работе [7], активизацией необратимых носителей деформации, прежде всего дислокаций. В результате этого наблюдается и смещение температур МП в область повышенных температур (см. рис. 1).

Отжиг пластически деформированных сплавов влияет и на механические свойства. Анализ полученных результатов показывает, что прокатка с промежуточными отжигами всегда способствует повышению прочностных характеристик сплава. В частности, если фазовый предел текучести сплава Ti – 50,2 ат.

ситных переходов. Последующий незначительный наклеп (10 %) способствует увеличению возвращаемой деформации. Это связывается с возрастанием σ_t , которое приводит к возможности деформирования сплава исключительно по каналам фазовой и двойниковой пластичности [8]. Повышение способности к восстановлению формы после отжига в течение 1,5 ч при 420° С состоит в уменьшении разориентировки зёрен за счёт снятия внутренних напряжений, созданных на предыдущем этапе деформирования (10%). Это обстоятельство приводит к стабилизации структуры сплава. Прямым доказательством сказанному свидетельствуют результаты испытаний, приведённые на рис. 3.

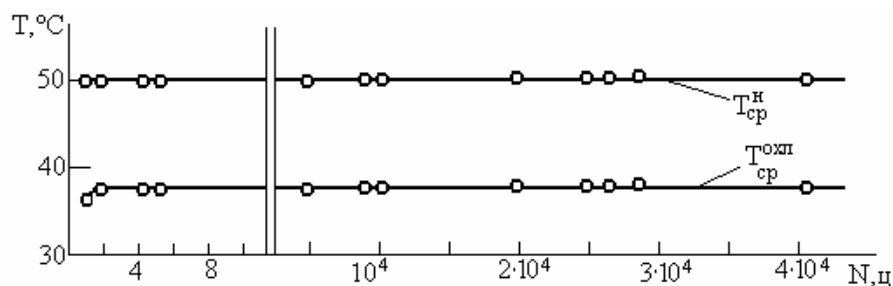


Рис.3. Эффект стабилизации температур срабатывания при нагреве и охлаждении элементов с ЭПФ из сплава Ti – 50, 2 ат.% Ni при термоциклировании в интервале 50 ↔ 38 °С и жесткости контртела $K = 0,37$ кг/мм. После ТМО ($\varepsilon = 30$ % с промежуточными отжигами + $\varepsilon = 10$ % + 420 °С, 1,5 ч.)

Хорошо видно, что неустойчивая стадия отсутствует. При этом температурный интервал $T_{ср}^H - T_{ср}^{охл} = \Delta T$, в котором функционирует рабочий элемент с ЭПФ оказывается достаточно узким ($\Delta T = 12^\circ \text{C}$). Данный результат касается стареющего сплава (Ti – 50,2 ат. % Ni).

Для сплава TiNi эквиатомного состава указанный режим ТМО не является благоприятным. Однако протяжённость неустойчивой стадии этих сплавов всё же уменьшается с 8 ÷ 10 до 2 - 3 циклов.

Выводы

1. Выявлены закономерности изменения температур МП после старения в интервале $(300 \div 480)^\circ \text{C}$. Показано различие в кинетике развития МП в никелиде титана с добавками никеля и эквиатомного состава после ТМО.
2. ТМО оказывает существенное влияние на функциональные свойства исследуемых сплавов. Это обстоятельство позволяет управлять структурой и свойствами, а также использовать найденные режимы обработки в практических целях.
3. Установлен оптимальный вариант ТМО, стабилизирующий структуру сплава обогащённого никелем.

Список литературы

1. Прокошкин С.Д., Капуткина Л.М., Хмелевская И.Ю. и др. / Сб. материалы с эффектом памяти формы и их применения. Часть 1, Новгород – Ленинград, 1989, с. 48-50.
2. Хмелевская И.Ю., Лагунова М.И., Прокошкин С.Д., Капуткина Л.М. / Сб. материалы со сложными функционально-механическими свойствами. Новгород, 1994, с. 121-125.
3. Хусаинов М.А., Андреев В.А., Бречко Т., Волнянская О.Ю. / Научные труды VI Международного симпозиума «Современные проблемы прочности». Старая Русса, 20-24.10.03., том 2, 2003, с. 301-303.

4. Хмелевская И.Ю., Лагунова М.И., Прокошкин С.Д., Капуткина Л.М. / Научные труды семинара «Актуальные проблемы прочности» им. В.А. Лихачёва, том 2, часть 2, 1997, с. 356-361.
5. Пушин В.Г., Кондратьев В.В., Хачин В.Н. / Известия ВУЗов «Физика», №5, 1985, с. 292-304.
6. Хусаинов М.А., Зайцев В.А., Андреев А.В. / Сб. металлы с эффектом памяти формы и их применение. Новгород – Ленинград, 1989, с. 117-121.
7. M.A. Khusainov, O.Yu. Volnyanskaya./Journal de Phisique IV Proceedings. ICOMAT'02. International Conference on Martensitic Transformations, part 2, France, 2002, p. 781-784.
8. Лихачёв В.А., Кузьмин С.Л., Каменцева З.П. / Эффект памяти формы. Л., ЛГУ, 1987, с. 134-147.

УДК 677.017

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЕТЕРОГЕННОСТИ СТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НА ПРОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕКСТИЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Кузнецов А. А., Иваненков Д. А.

Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь
iwanenkow@tut.by

Одинокое волокно (нить), как практически любую продукцию текстильной промышленности, необходимо рассматривать как сложную техническую систему вследствие многообразия и многосвязности отношений между их компонентами, сложности поведения под действием разнообразных воздействий внешних факторов и условий окружающей среды. Известно, что исследования практически любых технических систем осуществляется на основе применения двух типов математических моделей: аналитических и имитационных [1]. В данной работе в качестве метода исследования использовано имитационное моделирование процессов испытания.

Имитационное моделирование в общем случае представляет собой численный метод проведения на ЭВМ экспериментов с математическими моделями, которые описывают поведение компонентов изделия (системы) в течение заданного или формируемого периода времени. Поведение компонентов системы и их взаимодействие в имитационной модели чаще всего описывается определенным набором алгоритмов, реализуемых на выбранном языке моделирования.

Для описания кривых растяжения в координатах «напряжение σ – относительное удлинение ε » предлагается универсальная математическая модель, следующего вида:

$$\sigma = \frac{\varepsilon}{b_0 + b_1 \cdot \varepsilon} + b_2 \cdot \varepsilon^2, \quad (1)$$

где σ – напряжение, возникающее при растяжении волокна (нити), Па; ε – относительное удлинение, %, b_0, b_1, b_2 – некоторые параметры модели.

При разработке имитационной модели полуволнового испытания на растяжение одиночной нити (волокна) была выдвинута гипотеза, предполагающая, что объект исследования можно представить структурно в виде m последовательно соединенных участков (элементов) длиной ΔL_i . При этом каждый i -й участок нити имеет не только

различную линейную плотность T_i , но и различные параметры модели b_{0i}, b_{1i}, b_{2i} (1), которые характеризуют упругие, пластические и упрочняющие свойства одиночной нити (волокна).

Схематическое представление одиночной нити (волокна) с учетом предложенных допущений представлено на рис.1.

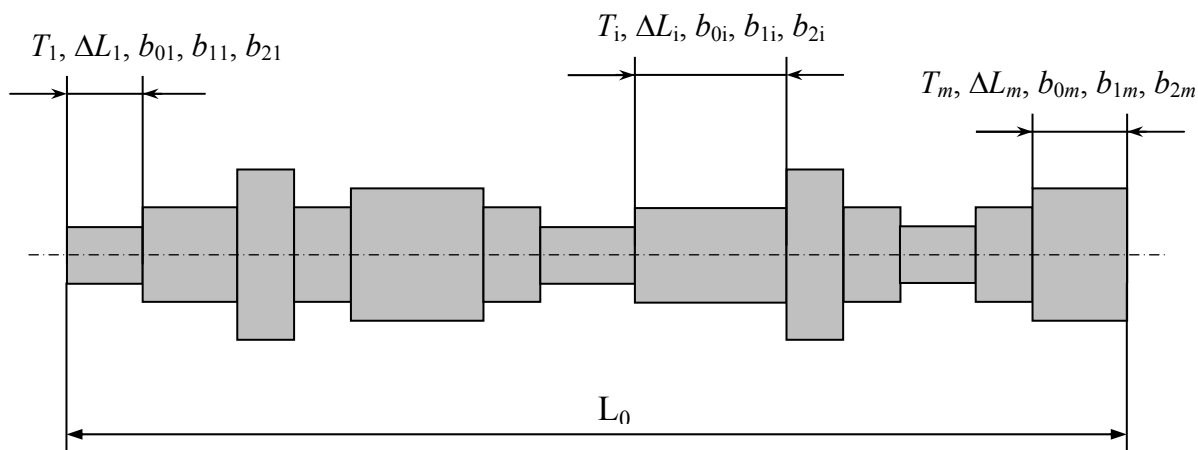


Рис.1. Схематическое представление одиночной нити (волокна) с продольной гетерогенностью механических свойств и строения при имитационном моделировании процессов деформирования и разрушения.

Предложенная модель растяжения (1) текстильных волокон и нитей, а также предложенные допущения позволяют определить значение напряжения σ_i для каждого i -го сечения одиночной нити (волокна) при известном значении относительной деформации ε_i . Умножив правую и левую часть модели (1) на площадь i -го сечения нити $F_i = T_i / \gamma$, где γ – плотность вещества волокна (нити), уравнение (1) преобразуется к следующему виду:

$$\varepsilon_i = \frac{\gamma P}{T_i \left(\frac{1}{b_{0i} + b_{1i} \varepsilon_i} + b_{2i} \varepsilon_i \right)}, \quad (2)$$

где P – текущее значение силы растяжения, H .

Данное уравнение легко решается методом итераций.

Параметры уравнения (2) для i -го участка волокна (нити) определяются, согласно их физическому смыслу, исходя из следующих соотношений:

$$b_{0i} = \frac{\varepsilon_{pi}}{\sigma_{yi}}, b_{1i} = \left(\frac{1}{\sigma_{ni}} - \frac{1}{\sigma_{yi}} \right); b_{2i} = \frac{\sigma_{pi} - \sigma_{ni}}{\varepsilon_{pi}^2}, \quad (3)$$

где σ_{yi} – условный предел упругости i -го элемента нити, Па; ε_{pi} – относительное разрывное удлинение i -го элемента нити, %; σ_{pi} – предел прочности i -го элемента нити, Па; σ_{ni} – условный предел пластичности i -го элемента нити, Па.

Таким образом, случайными характеристиками i -го элемента нити (волокна) будут являться значения σ_{yi} , ε_{pi} , σ_{pi} , T_i , σ_{ni} , ΔL_i , которые распределены согласно выбранному закону распределения. Для учета влияния нестабильности явления упрочнения

генератор случайных чисел генерирует значение $\Delta\sigma_{ynpi} = (\sigma_{pi} - \sigma_{ni})$, а значение σ_{pi} , определяется из следующего выражения: $\sigma_{pi} = \Delta\sigma_{ynpi} + \sigma_{ni}$. Для каждого участка данные характеристики определяются на основе соответствующего генератора случайных чисел и далее остаются постоянными в течение всего цикла моделирования.

Имитационное моделирование полуволнового испытания на растяжение текстильной нити, обладающей продольной вариацией показателей структуры и механических свойств, может осуществляться при следующих условиях:

1. При постоянной скорости нарастания нагрузки $\Delta P = \text{const}$;
2. При постоянной скорости нарастания удлинения $\Delta l = \text{const}$;

Имитационное моделирование эксперимента при постоянной скорости нарастания нагрузки состоит из q этапов, на каждом из которых последовательно повышается на величину ΔP значение растягивающей силы. Тогда на j -ом этапе моделирования значение растягивающей силы:

$$P_j = j \cdot \Delta P.$$

Затем, согласно модели (2), на j -ом этапе для каждого i -го участка определяются значения относительного удлинения и напряжения σ_{ij} :

$$\sigma_{ij} = P_j \cdot \frac{\gamma}{T_i}. \quad (4)$$

Абсолютные удлинения каждого элемента l_{ij} , и всей нити l_j на j -м этапе моделирования будут определяться следующими соотношениями:

$$l_{ij} = \varepsilon_{ij} \cdot \Delta L_i; l_j = \sum_{i=1}^m l_{ij}. \quad (5)$$

Тогда среднее значение относительного удлинения нити ε_j на j -м шаге моделирования будет определяться следующим соотношением:

$$\varepsilon_j = \frac{l_j}{\sum_{i=1}^m \Delta L_i}. \quad (6)$$

При выполнении условий: $\varepsilon_{ij} \geq \varepsilon_{pi}$ либо $\sigma_{ij} \geq \sigma_{pi}$ текстильная нить (волокно) считается разрушенным и далее значение P_j принимается равным нулю.

При проведении имитационного моделирования при постоянстве скорости нарастания удлинения ($\Delta l = \text{const}$) нижнему зажиму разрывной машины последовательно сообщается постоянное на каждом этапе моделирования удлинение Δl . Следовательно, удлинение нити на j -м этапе моделирования l_j определяется как

$$l_j = j \cdot \Delta l, \quad (7)$$

что позволяет определить нагрузку P_j , приложенную к нити на j -м этапе:

$$P_j = \frac{l_j}{a_0 + a_1 \cdot l_j} + a_2 \cdot l_j^2, \quad (8)$$

$$a_0 = \frac{\bar{l}_p \cdot \gamma}{\bar{\sigma}_y \cdot \bar{T}}, \quad a_1 = \left(\frac{1}{\bar{\sigma}_n} - \frac{1}{\bar{\sigma}_y} \right) \cdot \frac{\gamma}{\bar{T}}, \quad a_2 = \frac{\Delta \bar{\sigma}_{\text{упр}}}{\bar{l}_p^2} \cdot \frac{\bar{T}}{\gamma}, \quad (9)$$

где $\bar{l}_p$ – среднее значение абсолютного разрывного удлинения нити, м; $\bar{\sigma}_y$ – среднее значение условного предела упругости нити, Па; $\bar{\sigma}_n$ – среднее значение условного предела пластичности нити, Па; $\Delta \bar{\sigma}_{\text{упр}}$ – среднее значение условного предела упрочнения нити, Па; $\bar{T}$ – среднее значение линейной плотности нити, кг/м; γ – плотность вещества нити, кг/м³.

Далее, для каждого i -го структурного элемента нити на j -м этапе моделирования определяются значения относительного удлинения ε_{ij} и напряжения σ_{ij} (соотношения (2) и (4)).

При выполнении условий: $\varepsilon_{ij} \geq \varepsilon_{pi}$ либо $\sigma_{ij} \geq \sigma_{pi}$ текстильная нить (волокно) считается разрушенным и далее значение P_j принимается равным нулю.

Имитационное моделирование позволяет построить кривые растяжения волокна (нити) в координатах «нагрузка P_j – абсолютное удлинение l_j » или «напряжение σ_j – относительное удлинение ε_j » с учётом продольной гетерогенности механических свойств и структуры, а также определить влияние продольной гетерогенности на параметры данной кривой.

В качестве объекта исследования было введено понятие «синтезированная» нить. Под понятием «синтезированной» в дальнейшем будет пониматься реальная одиночная нить, при полуцикловом испытании на растяжение которой проявляются наиболее общие свойства, определяемые параметрами математической модели (1). Кривая растяжения «синтезированной» нити в координатах «напряжение σ – относительное удлинение ε » при отсутствии гетерогенности структуры и механических свойств представлена на рис.2.

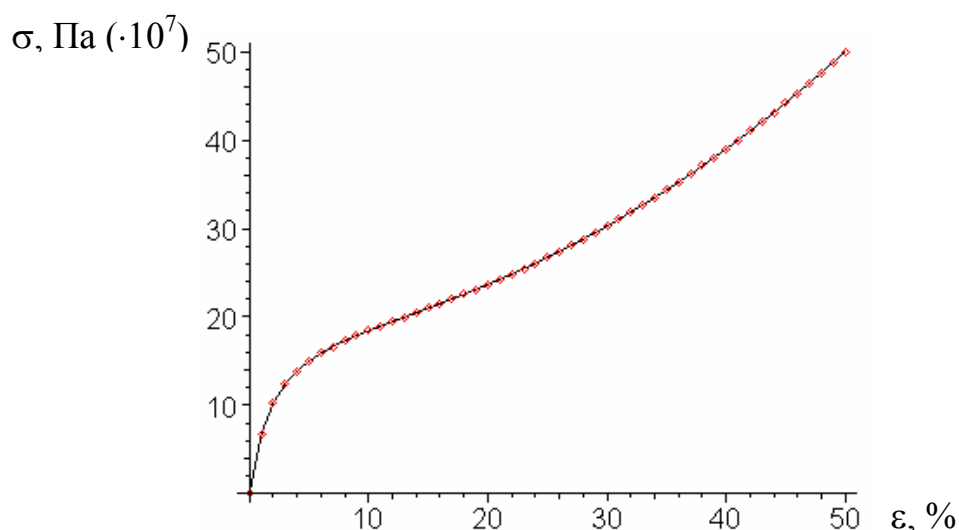


Рис.2. Кривая растяжения «напряжение σ – относительное удлинение ε » для «синтезированной» одиночной нити при отсутствии вариаций (неровноты) по физико-механическим свойствам.

Данные исследования проводились на основе предложенной в имитационной модели деформирования и разрушения одиночной нити (волокна). В качестве объекта исследования использована «синтезированная» нить. При проведении имитационного моделирования было принято допущение о том, что параметры «синтезированной» одиночной нити, характеризующие деформационные и прочностные свойства, являются независимыми случайными величинами и подчиняются нормальному закону распределения (или закону распределения Вейбулла).

Применение математической модели (2) позволит не только достоверно описать влияние различных вариаций на прочностные показатели, но также и сопоставить результаты данного влияния.

Следовательно, появляется реальная возможность классификации различных нестабильностей по степени оказываемого влияния на напряжения при разрыве $\bar{\sigma}_p$ и относительное разрывное удлинение $\bar{\varepsilon}_p$ не только на качественном уровне, но и на количественном. Использование математической модели типа (2) позволяет провести анализ совместного влияния различных вариаций на исследуемый показатель. Параметром математической модели (2), который позволяет провести количественное сопоставление результатов имитационного моделирования, является темп уменьшения исследуемого показателя прочности $K\sigma$.

В результате проведения имитационного моделирования процесса испытания на растяжение одиночной нити следующее:

1. Асимметрия закона распределения, отражающая смещение моды относительно среднего значения, существенно влияет на закономерность уменьшения среднего значения напряжения при разрыве $\bar{\sigma}_p$ и относительного разрывного удлинения $\bar{\varepsilon}_p$.

2. Смещение моды закона распределения показателей механических свойств в сторону больших значений (закон распределения Вейбулла) приводит к увеличению темпа уменьшения среднего значения напряжения при разрыве $\bar{\sigma}_p$ и относительного разрывного удлинения $\bar{\varepsilon}_p$ по сравнению с симметричным (нормальным) распределением.

3. Вариация механических свойств и структуры одиночной нити приводит к закономерному снижению средних значений показателей, характеризующих прочностные свойства. Наиболее значимыми характеристиками нити, нестабильность по которым оказывает существенное влияние на среднее значение напряжения при разрыве, являются: линейная плотность T (при постоянстве скорости нарастания нагрузки – $K\sigma_T = 2,9 \cdot 10^{-2}$ – при нормальном распределении, $K\sigma_T = 3,9 \cdot 10^{-2}$ – при распределении Вейбулла; при постоянстве скорости нарастания удлинения – $K\sigma_T = 2,78 \cdot 10^{-2}$ – при нормальном распределении, $K\sigma_T = 4,06 \cdot 10^{-2}$ – при распределении Вейбулла), условный предел упругости $\Delta\sigma_{упр}$ (при постоянстве нарастания нагрузки – $K\Delta\sigma_{упр} = 0,88 \cdot 10^{-2}$ – при нормальном распределении, $K\Delta\sigma_{упр} = 1,15 \cdot 10^{-2}$ – при распределении Вейбулла; при постоянстве нарастания удлинения – $K\Delta\sigma_{упр} = 1,45 \cdot 10^{-2}$ – при нормальном распределении, $K\Delta\sigma_{упр} = 3,63 \cdot 10^{-2}$ – при распределении Вейбулла), условный предел пластичности $\sigma_{п}$ (при постоянстве скорости нарастания нагрузки – $K\sigma_{п} = 0,88 \cdot 10^{-2}$ – при нормальном распределении, $K\sigma_{п} = 0,89 \cdot 10^{-2}$ – при распределении Вейбулла; при постоянстве скорости нарастания удлинения – $K\sigma_{п} = 0,91 \cdot 10^{-2}$ – при нормальном распределении, $K\sigma_{п} = 1,05 \cdot 10^{-2}$ – при распределении Вейбулла). Вариации по относительному разрывному удлинению ε_p ($K\varepsilon_p \approx (0,5-4) \cdot 10^{-7}$) и условному пределу упругости σ_y ($K\sigma_y \approx (0,01-2) \cdot 10^{-5}$) не приводят к изменению напряжения при разрыве нити.

4. Отсутствие влияния коэффициента вариации по относительному разрывному удлинению ε_r на напряжение при разрыве σ_r объясняется допущением о том, что относительное разрывное удлинение ε_r и предел прочности σ_r являются независимыми случайными величинами (корреляционная связь отсутствует) [2]. С другой стороны, зависимость предела прочности σ_r от вариации условных пределов пластичности σ_n и упрочнения $\Delta\sigma_{упр}$ можно объяснить взаимосвязью данных показателей и напряжения при разрыве ($\sigma_r = \sigma_n + \Delta\sigma_{упр}$).

5. Наиболее значимыми свойствами нити, нестабильность по которым оказывает существенное влияние на среднее значение относительного разрывного удлинения, являются: линейная плотность нити T (при постоянстве скорости нарастания нагрузки – $K\varepsilon_t = 2,8 \cdot 10^{-2}$ — при нормальном распределении, $K\varepsilon_t = 4,9 \cdot 10^{-2}$ – при распределении Вейбулла; при постоянстве скорости нарастания удлинения – $K\varepsilon_t = 2,61 \cdot 10^{-2}$ — при нормальном распределении, $K\varepsilon_t = 3,47 \cdot 10^{-2}$ – при распределении Вейбулла), условный предел упрочнения $\Delta\sigma_{упр}$ (при постоянстве скорости нарастания нагрузки – $K\varepsilon\Delta\sigma_{упр} = 1,38 \cdot 10^{-2}$ – при нормальном распределении, $K\varepsilon\Delta\sigma_{упр} = 1,39 \cdot 10^{-2}$ – при распределении Вейбулла; при постоянстве скорости нарастания удлинения – $K\varepsilon\Delta\sigma_{упр} = 1,32 \cdot 10^{-2}$ – при нормальном распределении, $K\varepsilon\Delta\sigma_{упр} = 1,91 \cdot 10^{-2}$ – при распределении Вейбулла) и условный предел пластичности σ_n (при постоянстве скорости нарастания нагрузки – $K\varepsilon\sigma_n = 0,77 \cdot 10^{-2}$ — при нормальном распределении, $K\varepsilon\sigma_n = 0,93 \cdot 10^{-2}$ – при распределении Вейбулла; при постоянстве скорости нарастания удлинения – $K\varepsilon\sigma_n = 0,79 \cdot 10^{-2}$ — при нормальном распределении, $K\varepsilon\sigma_n = 0,93 \cdot 10^{-2}$ – при распределении Вейбулла;). Вариации по относительному разрывному удлинению ε_r ($K\varepsilon\varepsilon_r \approx (0,07-2) \cdot 10^{-5}$) и условному пределу упругости σ_y ($K\varepsilon\sigma_y \approx (0,02-5) \cdot 10^{-6}$) не оказывают влияния на относительное разрывное удлинение нити.

6. При различных вариациях по механическим свойствам значения предела прочности $\bar{\sigma}_{r0}$ и относительного разрывного удлинения $\bar{\varepsilon}_{r0}$ практически не изменяются. Среднее значение разброса значений $\bar{\sigma}_{r0}$ и $\bar{\varepsilon}_{r0}$ при вариациях по различным свойствам не превышает 1.5%.

7. При совместном влиянии вариаций по различным свойствам не происходит изменения характера зависимости предела прочности и относительного разрывного удлинения от параметров нестабильности. Влияние отдельных параметров при их случайном одновременном изменении не суммируется. Темп уменьшения показателей прочности при влиянии вариаций практически не изменяется относительно параметра $K\sigma$ для вариации по наиболее значимому свойству.

Подводя итоги работы, результаты которой представлены в данном параграфе, можно отметить, что:

1. Установлена закономерность влияния продольной гетерогенности строения и механических свойств на характеристики кривой «напряжение – относительное удлинение» (с увеличением степени указанной неравномерности закономерно снижаются разрывное напряжение и относительное удлинение);

2. Установлено, что наибольшее влияние на напряжение при разрыве оказывают неравномерности по линейной плотности и разрывному напряжению;

показано, что наиболее значимыми свойствами нити, нестабильность по которым существенно уменьшает относительное разрывное удлинение, являются: линейная плотность, напряжение при разрыве и условный предел пластичности;

3. Проведено исследование случайного совместного влияния различных нестабильностей (строения, механических свойств нити) на форму и параметры кривой растяжения;

4. Показано, что применение параметрического принципа оценки показателей, характеризующих качество текстильных материалов, для анализа реализации случайного значения исследуемого параметра позволяет достоверно провести анализ и сопоставление полученных результатов имитационного моделирования.

Проведенные исследования подтвердили высокую эффективность имитационного моделирования как метода исследования механических свойств текстильных материалов при полуцикловых испытаниях на растяжение. Результаты проведенных исследований можно рекомендовать для прогнозирования изменения прочностных показателей при наличии различных вариаций (неровноты) по механическим свойствам и строению текстильных нитей и волокон.

Список литературы

1. Ольшанский В.И., Махаринский Е.И., Кузнецов А.А. Методика оценки показателей деформационных свойств текстильных нитей по результатам полуциклового испытания на растяжение. / ВГТУ – Витебск, 2001 – 19 с.
2. Перепелкин К.Е. Дефектность и технологическая работоспособность нитей – основные факторы стабильности процессов их получения и переработки. // Вестник Московской государственной текстильной академии. Вып.1. / МГТА – Москва, 1994. – С.139-151.

УДК 669.24'295

ВЛИЯНИЕ ЗНАКОПЕРЕМЕННЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ПРОЦЕССЫ ПЛАСТИЧНОСТИ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ПАМЯТИ ФОРМЫ В TiNi

Беляев С. П., Рубаник В. В.*, Рубаник В. В.* мл.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

** Институт технической акустики, Витебск, Беларусь*

ita@vitebsk.by

Исследованию физических свойств материалов, обладающих эффектом памяти формы, в последние годы уделяется значительное внимание, что связано с их широким внедрением и использованием в современной технике и медицине. Специфика фазовых превращений этих материалов обуславливает проявление новых уникальных свойств, не характерных для обычных металлов и сплавов, таких как пластичность превращения и эффект памяти формы. Поскольку реальные материалы, составляющие основу всевозможных конструкций и изделий, подвержены, в той или иной мере, воздействию внешних механических усилий, они непрерывно изменяют свои свойства. Учитывая высокую зависимость свойств материалов с памятью от внешних напряжений, следует ожидать и изменения в их поведении при реализации эффектов пластичности превращения и памяти формы.

Действительно, в работах [1, 2] было подтверждено, что воздействие ультразвуковых колебаний на образцы сплава TiNi вызывает ускорение обратного фазового пре-

вращения [1] или полный возврат предварительно наведенной деформации [2]. Это обусловлено как действием переменных механических напряжений, так и разогревом материала в результате диссипации ультразвуковой энергии. Воздействие ультразвука на этапе охлаждения через интервал прямого мартенситного превращения может вызывать как ускорение превращения [1], так и возврат деформации [2]. Для объяснения такого поведения TiNi в поле акустических колебаний предложена модель эффекта инициирования памяти формы в ультразвуковом поле, учитывающая воздействие на материал тепловой и силовой составляющих ультразвука. Тепловая составляющая действует эквивалентно механизму термического инициирования. Силовая составляющая вызывает в материале знакопеременные механические напряжения, которые изменяют условия фазового равновесия в материале, понижая силу сопротивления движению фазовой границы. Из модели следует, что силовая составляющая ультразвука должна стимулировать мартенситные превращения и проявляться в изменении температур термоупругого фазового превращения.

В соответствии с предложенной моделью, ультразвуковое воздействие малой амплитуды ($\varepsilon \approx 5 \cdot 10^{-5}$) непродолжительное время [1] обуславливает за счет знакопеременных механических напряжений ускорение прямого мартенситного превращения, ультразвукового разогрева при этом не происходит. В случае воздействия амплитудой $5 \cdot 10^{-4}$ и более доминирует тепловая составляющая, которая повышает температуру образца и вызывает возврат накопленной деформации [2].

Целью данной работы является изучение деформационных свойств сплава TiNi, обладающего памятью формы, в области температур фазового перехода в условиях воздействия низкочастотных знакопеременных механических напряжений, исключая этим влияние тепловой составляющей.

Для проведения экспериментов использовали образцы TiNi с длиной рабочей части 30 мм и диаметром 4 мм, которые предварительно подвергали отжигу при температуре 723 К в течение 120 минут. Характеристические температуры превращений в материале составляли: $M_s = 348$ К, $M_f = 320$ К, $A_s = 358$ К, $A_f = 390$ К. Эксперименты проводили в режиме кручения образцов. Напряжения в наружном волокне цилиндрического образца вычисляли по формуле

$$\tau = \frac{1,5M}{\pi \cdot r^3},$$

где M – крутящий момент, r – радиус образца. Деформацию кручения вычисляли по формуле

$$\gamma = \frac{r}{l} \cdot \varphi,$$

где l – длина рабочей части образца, φ – угол закручивания образца. Температуру регистрировали при помощи термопары хромель-копель.

Эксперименты проводили следующим образом: образец нагревали до 420 К, затем к образцу прикладывали постоянную нагрузку, соответствующую напряжениям τ_s равным 20, 30 и 50 МПа. После этого образец начинали охлаждать до комнатной температуры. В процессе охлаждения к образцу прикладывали переменное напряжение τ_{var} , значение амплитуды которого составляло 2,5; 5 и 7,5 МПа. Затем образец снова нагревали до 420 К, прикладывая к нему переменное напряжение при нагреве. Частота колебаний дополнительного напряжения составляла 0,25 Гц.

Полученные экспериментальные результаты показали, что, если температура, при которой происходит дополнительное нагружение образца не лежит в интервале температур прямого или обратного превращения, оно не оказывает влияния на величину де-

формации. Наложение переменного напряжения при температурах, соответствующих обратному мартенситному превращению, вызывает возврат деформации. При температурах, соответствующих прямому превращению, действие дополнительного напряжения способствует росту деформации (рис. 1).

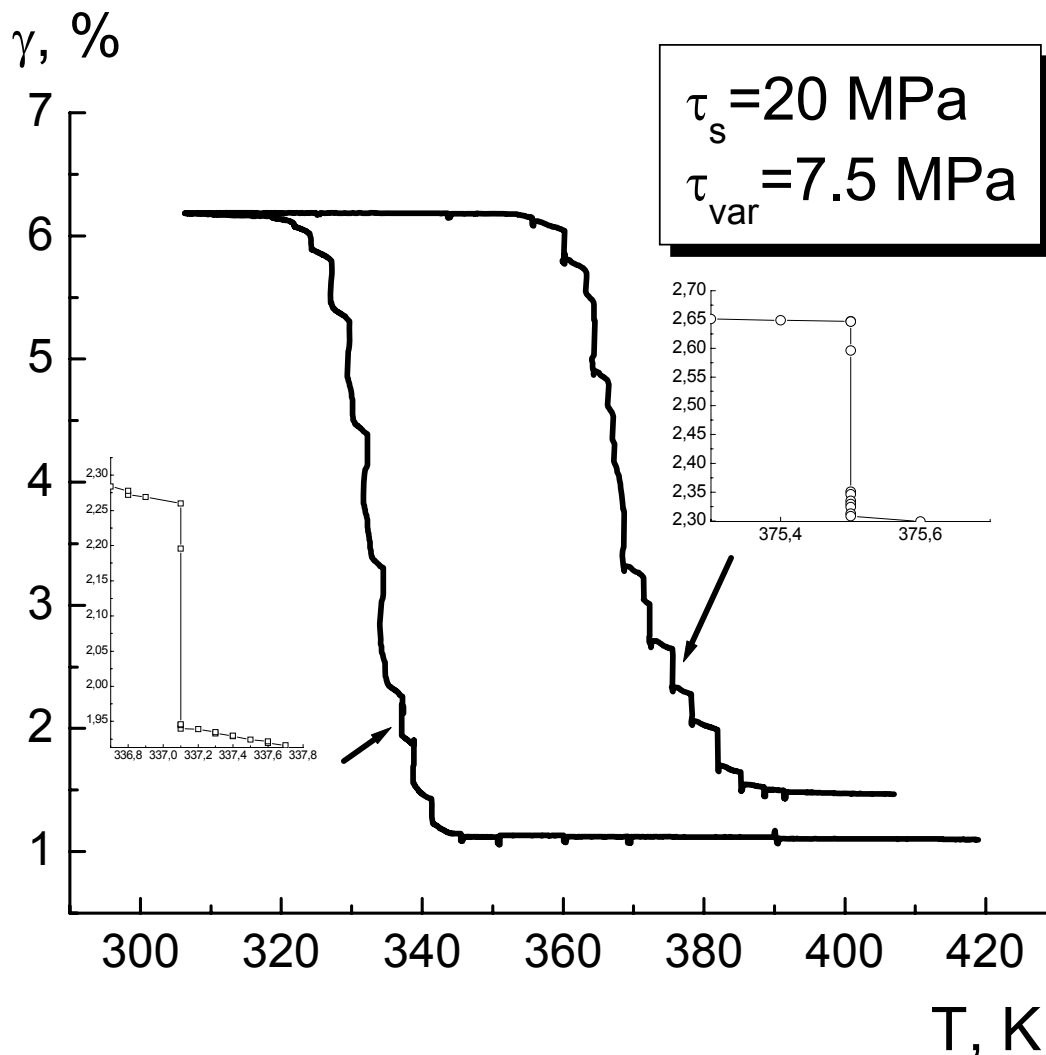


Рис. 1. Зависимость накапливаемой деформации от температуры TiNi образца под напряжением $\tau_s = 20$ МПа (кручение) и действием переменного напряжения амплитудой $\tau_{\text{var}} = 7,5$ МПа.

Из экспериментов также следует, что изменение относительной деформации при переменном нагружении имеет максимум внутри температурного интервала $M_s - M_f$ при охлаждении и внутри интервала $A_s - A_f$ при нагреве (рис. 2). На рис. 2. (а, в, д) представлены зависимости изменения напряжения от температуры при прямом превращении, а на рис. 2. (б, г, е) – в процессе обратного превращения.

Зависимость величины эффекта пластичности превращения γ_{III} от величин переменных напряжений τ_{var} при различных значениях статических напряжений τ_s представлены на рис. 3.

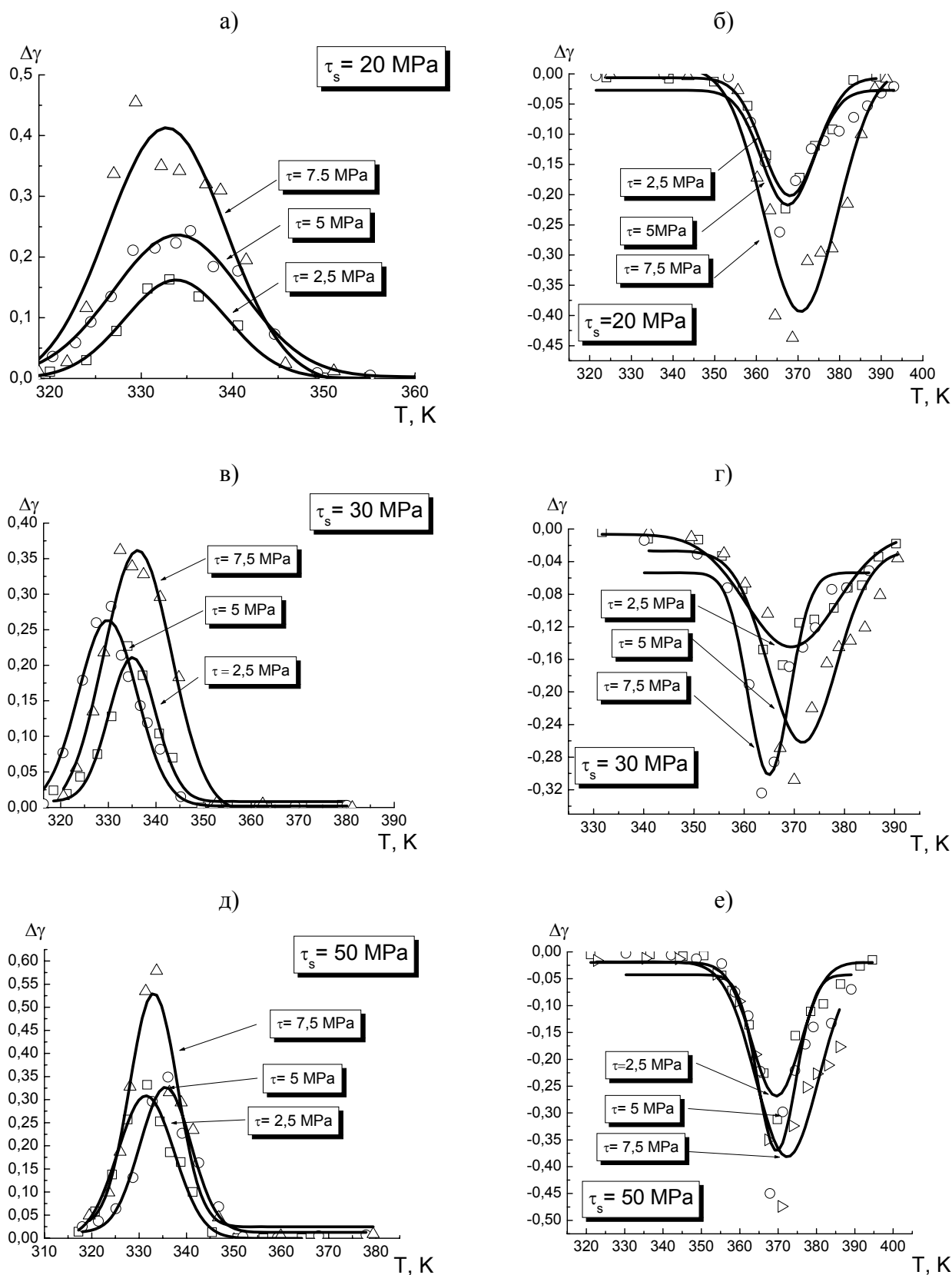


Рис.2. Зависимость изменения напряжения от температуры при прямом (а, в, д) и обратном (б, г, е) фазовом превращении.

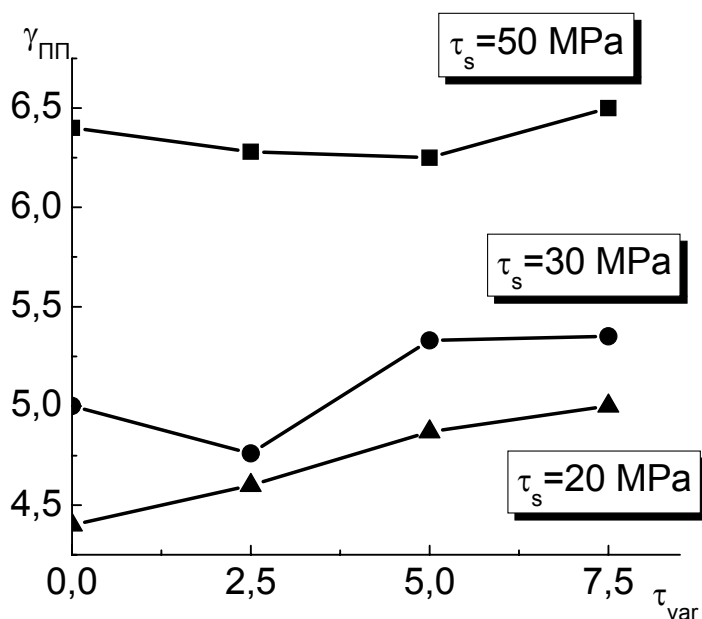


Рис.3. Зависимость величины эффекта пластичности превращения $\gamma_{пп}$ от величин переменных напряжений τ_{var} при различных значениях статических напряжений τ_s .

Поскольку воздействие переменного напряжения вызывает дополнительные фазовые превращения и дополнительные изменения деформации, то можно будет полагать, что в условиях действия переменных напряжений будет изменяться полная величина деформации, накапливаемая при охлаждении через интервал температур мартенситных превращений при небольших значениях постоянного напряжения. Из полученных результатов (рис. 3) следует, что чем больше статическое напряжение, тем слабее воздействие переменного напряжения различной амплитуды влияет на полную величину эффекта. Это связывается с уменьшением величины τ_{var} / τ_s в 2,5 раза.

Таким образом, полученные результаты согласуются с проводимыми ранее исследованиями по влиянию знакопеременных механических напряжений ультразвуковой частоты на кинетику эффектов пластичности превращения и памяти формы в образцах TiNi и находятся в полном соответствии с предложенной моделью инициирования памяти формы в ультразвуковом поле, учитывающей воздействие на материал тепловой и силовой составляющих ультразвука/

Работа выполнена при содействии программы МинНауки поддержки ведущих научных школ НШ-2180.2003.1 и гранта INTAS 03-5547.

Список литературы

1. Влияние ультразвуковых колебаний на пластические свойства материалов с памятью формы / Кириллов С.А., Клубович В.В., Козлов А.В. и др. // Материалы с эффектом памяти формы: Сб. докл. 1-го Российско-Американского семинара. Санкт-Петербург, 1995, Ч. 1. – С. 81-84.
2. Рубаник В.В., Клубович В.В., Рубаник В.В. (мл.) Формирование малых петель в TiNi при фазовом превращении за счет наложения ультразвука // XIV Петербургские чтения по проблемам прочности: Сб. тез., СПб., 12–14 марта 2003 г. – СПб., 2003. – С. 261–262.

УДК 621.762.4

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ПРОЦЕСС УПЛОТНЕНИЯ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Клубович В. В., Рубаник В. В.

Институт технической акустики, Витебск, Беларусь
ita@vitebsk.by

В последнее время широко используют УЗК при прессовании металлических порошковых материалов, которые позволяют значительно снизить пористость, увеличить прочность и твёрдость прессовок [1]. В связи с этим, представляет интерес исследовать процесс прессования с наложением УЗК порошков керамических материалов, в частности, сегнето- и пьезокерамических, которые использовали при изготовлении волоочильного инструмента, и их свойства. Это в какой-то мере позволит выяснить механизм формоизменения происходящий в кабелях в металлических оболочках с минеральной изоляцией при их волочении с наложением УЗК.

Традиционный способ прессования изделий из порошка в металлический пресс-форме [1] предусматривает загрузку порошка в матрицу и уплотнение путём наложения статического давления. Недостатком этого способа является большая неравномерность распределения плотности по объёму, что приводит к разрушению прессованного или спечённого изделия. Применение высокого давления прессования для порошков твёрдых и хрупких материалов способствует возникновению больших упругих напряжений в местах контактов между частицами и вызывает хрупкое разрушение этих участков при снятии давления, последнее приводит к тому, что формирование изделий из порошков больших размеров и сложной формы становится практически невозможным из-за их плохого качества.

Прессование порошка с использованием энергии УЗК предполагает непосредственное воздействие ультразвука на порошок через пуансон или матрицу на протяжении всего цикла прессования или начиная с какого-то определённого давления [1]. Помимо положительного эффекта, широко описанного в литературе, заключающегося в снижении давления прессования, обеспечивающего достижение необходимой плотности прессовок и равномерного распределения внутренних напряжений в порошке, ультразвуковые колебания приводят и к интенсивному износу прессформы.

Это обусловлено тем, что в процессе прессования под действием ультразвуковых колебаний частицы порошка интенсивно проникают в зазор между пуансоном и матрицей пресс-формы и, действуя как абразив, вызывают быстрое их разрушение. Кроме того, в процессе прессования меняется усилие прессования, а значит, и акустическая нагрузка. В результате акустическая система выходит из резонансного режима, и эффективность использования ультразвуковых колебаний снижается.

Наибольшую целесообразность использования ультразвука при прессовании определяет необходимость получения прессовок с отсутствием градиента механических напряжений, так как в противном случае при последующих операциях происходит разрушение изделия в результате расслоения. Снижение же давления прессования за счёт использования УЗК не является основным преимуществом. Во-первых, применение УЗК требует дополнительных энергетических затрат, во-вторых, достичь большей плотности прессовки можно, причём гораздо проще, за счёт увеличения давления.

Однако нужно отметить, что увеличивать давление можно до определённого оптимального значения. Так, для титаната бария оно составляет $30 \div 70$ МПа. Превышение

оптимального давления вызывает появление трещин. Это обусловлено тем, что с ростом давления прессования, упругие силы, вызывающие растрескивание, растут пропорционально давлению, а прочность брикета увеличивается незначительно. В результате, при достижении некоторой величины давления прессования, разрушающие упругие силы превышают прочность прессовок, и появляются трещины в прессовании изделий.

На основании изложенных физических закономерностей процесса прессования предложено [2] в начале прессование вести до оптимального значения давления без наложения УЗК. Затем, с целью снятия неравномерности механических напряжений в образце, в статическом состоянии, при зафиксированном оптимальном давлении воздействовать на образец ультразвуковыми колебаниями.

Наложение ультразвуковых колебаний на прессуемый порошок в течение времени, меньшего 1 с, неэффективно, т. к. энергии ультразвуковых колебаний в этом случае недостаточно для перераспределения частиц порошка по объёму и снятия возникшего в процессе прессования неравномерного распределения напряжения. Как показали исследования, ультразвуковое воздействие в течение 1÷5 с приводит к полному выравниванию напряжений по всему объёму прессовки. Увеличение времени воздействия ультразвука более 5 с не приводит к улучшению качества прессовки и сокращает срок службы пресс-формы.

Образцы в виде таблеток диаметром 10 мм из порошка синтезированного титаната бария марки “ч” прессовали при давлении от 2 до 200 МПа с наложением УЗК и без. Путём сравнительного анализа изучали зависимость плотности образцов, микроструктуры и диэлектрической проницаемости от давления прессования до и после спекания с наложением ультразвука в процессе прессования и без наложения ультразвука.

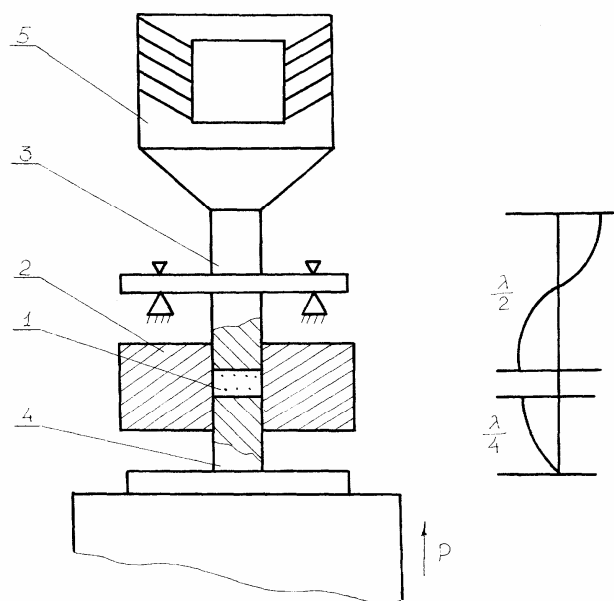


Рис. 1. Схема ультразвукового прессования порошка: 1 - порошок; 2 - матрица; 3 - верхний пуансон-волновод; 4 - нижний пуансон-отражатель; 5 - магнитострикционный преобразователь

Источником ультразвуковых колебаний служил генератор УЗДН-2Т. Всю систему крепили к плите пресса через фланец волновода, выполненный в узле смещений. Усилие прессования сообщали от цилиндра гидравлического пресса через нижний пуансон матрицы. Для изучения поведения порошка при прессовании, как с наложением, так и без наложения УЗК использовали метод голографической интерферометрии [3-5]. Для этого

Плотность прессовок определяли расчётным путём после измерения геометрических размеров и взвешивания их. Спекание образцов проводили в электрических печах при температуре 1360°С в течение 2 часов. Микроструктуру образцов изучали с помощью микроскопа ММР-2Р. Ультразвуковые колебания частотой 22 кГц в очаг деформации порошка подвели посредством передачи их от магнитострикционного преобразователя через стальной полуволновой волновод (рис.1), который служил пуансоном прессформы.

Величина амплитуды УЗК на торце пуансона составляла 12÷14 мкм. Нижний пуансон был выполнен в виде четверть-волнового отражателя. Источником

была изготовлена специальная прессформа, матрица которой выполнена в виде прямоугольной призмы с прозрачной стенкой. Анализ зависимостей (рис.2) плотности порошков от давления при статическом и ультразвуковом прессовании титаната бария показывает, что применение ультразвуковых колебаний повышает плотность образцов, полученных при одних и тех же давлениях, по сравнению со статическим прессованием. Эта разница особенно значительна при низких значениях давления. Ультразвуковые колебания способствуют снижению пористости керамики (рис.3) и более равномерному распределению пор по объёму.

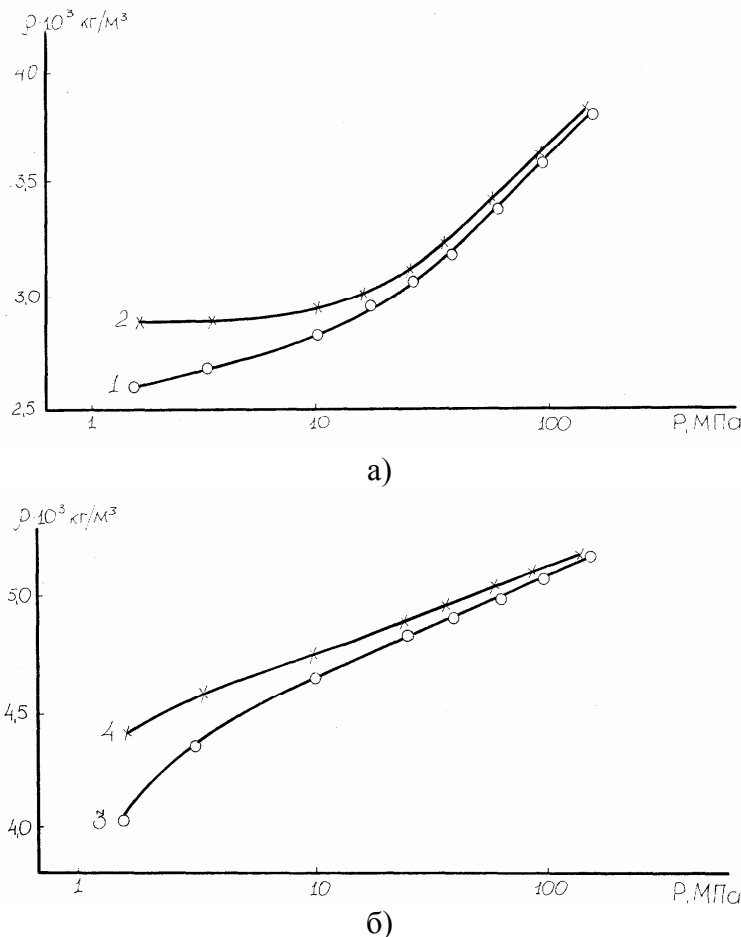


Рис. 2. Зависимости плотностей образцов BaTiO_3 от давления прессования. а) до спекания; б) после спекания; 1, 3 – без УЗК; 2, 4 – с наложением УЗК

ренционной картины (рис.5, б). При прессовании с ультразвуком прессуемый порошок проходит такие же стадии уплотнения, как и без ультразвука, и при определённой плотности брикет начинает колебаться как монолитное тело (рис.5, г).

При озвучивании брикета той же плотности, но без перемещения пуансона можно наблюдать распределение УЗК по объёму. Интерференционные полосы на интерферограмме, полученной при прессовании с УЗК, менее изогнуты (рис.5, г) по сравнению с полосами на интерферограмме брикета, спрессованного без УЗК (рис.5, б). Это свидетельствует о том, что при прессовании в ультразвуковом поле порошок раньше достигает состояния, когда частицы начинают двигаться упорядоченно и снижаются силы контактного трения между порошком и стенками матрицы, что обеспечивает заданную плотность при меньших статических нагрузках.

Ход температурной зависимости диэлектрической проницаемости (рис.4) керамических образцов титаната бария, полученных при прессовании с ультразвуком практически такой же, как и при статическом прессовании, однако значения диэлектрической проницаемости образцов при одних и тех же значениях давления и температуры на 10÷15 % выше, чем у образцов, полученных без использования УЗК.

Исследования процесса уплотнения порошка методом голографической интерферометрии показали (рис.5), что на начальном этапе прессования без УЗК уплотнение происходит в ограниченной области у верхнего пуансона, затем охватывает среднюю и нижнюю часть прессовки (рис.5, а). С увеличением плотности брикета происходит упорядочение в движении частиц, уменьшается проскальзывание, увеличивается контраст интерфе-

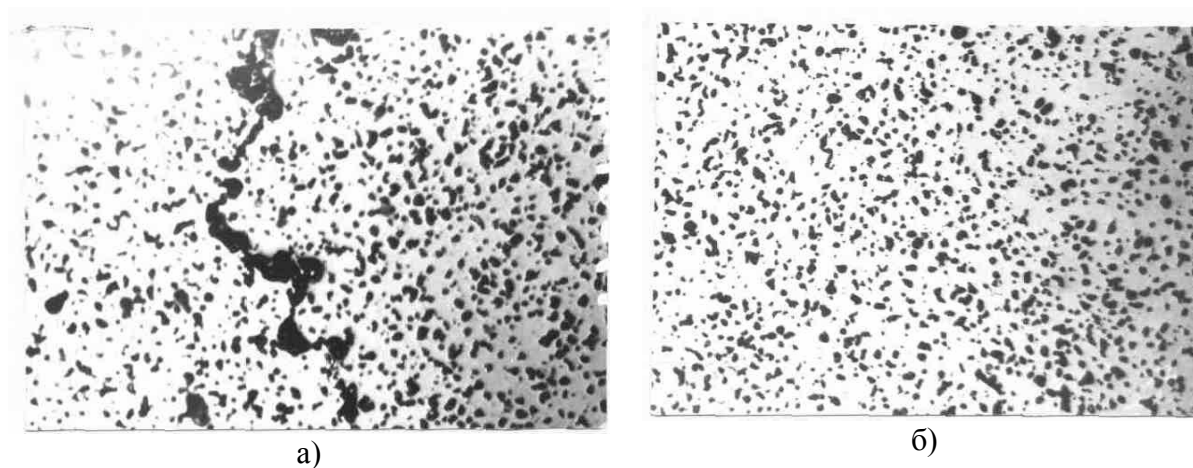


Рис. 3. Микроструктура BaTiO_3 после спекания: а) без УЗК; б) с УЗК

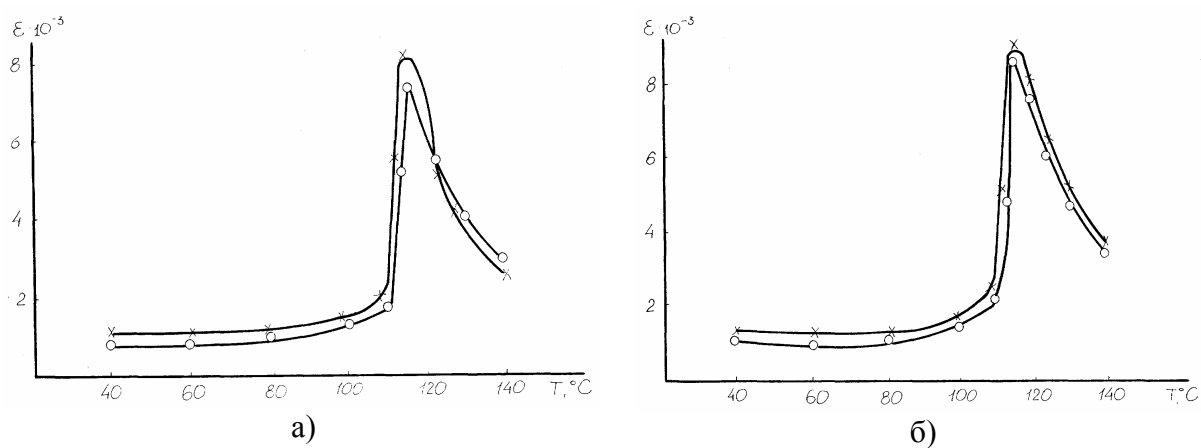


Рис. 4. Зависимости диэлектрической проницаемости от температуры: а) $P = 30 \text{ МПа}$; б) $P = 160 \text{ МПа}$, кривые о – без УЗК; х – с УЗК

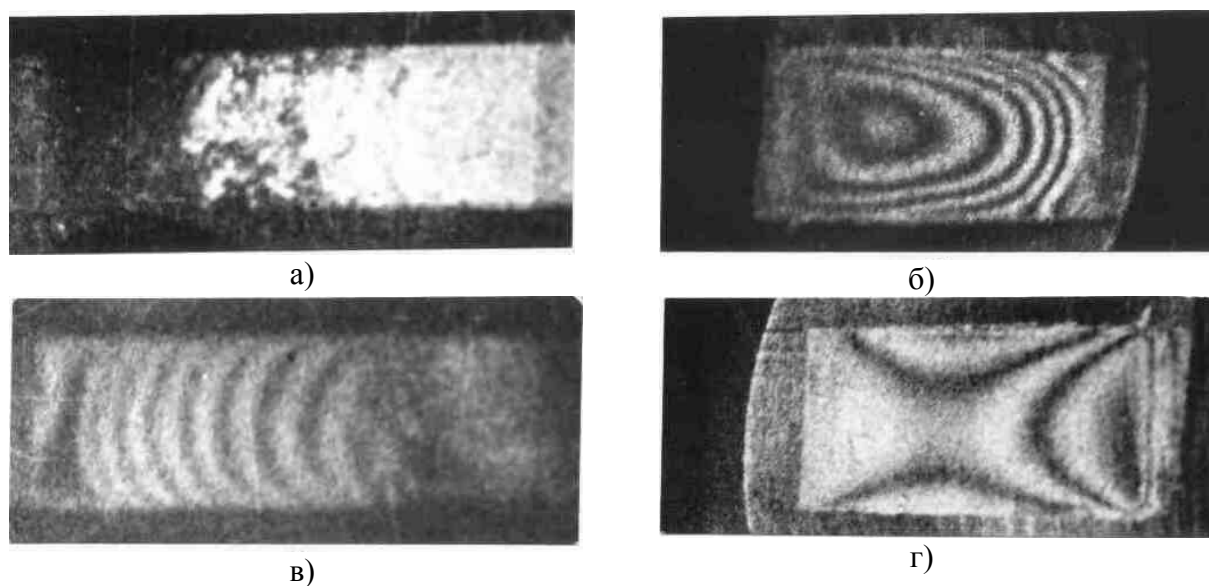


Рис. 5. Интерферрограммы образцов титаната бария: $P = 30 \text{ МПа}$; а, б – без УЗК; в, г – с УЗК.

Таким образом, приведённые результаты позволяют сделать вывод о том, что механизм ультразвукового воздействия на процесс прессования керамических и металлических порошков одинаков. Применение ультразвука при прессовании сегнетокерамики способствует улучшению её механических и диэлектрических свойств [6].

Нужно отметить, что для получения сегнето-, пьезо- и ферритовых материалов по керамической технологии требуются достаточно высокие температуры порядка $1200 \div 1300^\circ\text{C}$, что приводит к высоким энергозатратам. Поэтому одной из актуальных проблем синтеза и спекания керамики является снижение температуры обжига. Методом рентгеноструктурного и фазового анализа показано [7], что интервал образования BaTiO_3 из порошковых смесей при обжиге в ультразвуковом поле сдвигается на 100°C и более в сторону низких температур. Кроме того, уменьшается время термообработки.

Рассмотренный механизм ультразвукового воздействия на порошковые материалы действует и при волочении кабелей с минеральной изоляцией. Передний конец кабельной заготовки вместе с жилой закреплён захватом волочильной машины, а задний конец внутренней жилы - силами трения поверхности жилы о порошок. В результате жила подвергается одноосному растяжению. В процессе термообработки происходит разрыхление порошкового материала, а наложение УЗК в процессе последующего волочения снижает силы контактного трения между частицами порошка, а также между порошком и поверхностью оболочки и жилы. Это в свою очередь снижает обрывность внутренних жил, улучшает их однородность по длине и позволяет получать проволоку вплоть до микронных размеров. Разработанную технологию ультразвукового прессования использовали для получения изоляционных шашек [8].

Список литературы

1. Агранат Б.А., Гудович А.П., Нежевенко П.Б. Ультразвук в порошковой металлургии. - М.: 1986. - 168 с.
2. Пат. 2007272 РФ, МКИ В 22F 3102. Способ прессования порошкового материала с наложением ультразвуковых колебаний / В.В.Клубович, Г.С.Бобровская, В.В.Рубаник, В.К.Высоцкий (РФ). - Заявлено 19.12.90; Опубл. 15.02.94. - 3 с.
3. Прессование порошков титаната бария с наложением ультразвуковых колебаний / Клубович В.В., Высоцкий В.К., Бобровская Г.С., Рубаник В.В. // Весці АН Беларусі, Сер. фіз.-тэхн. навук. - 1994, № 3. - С. 17-19.
4. Исследование влияния ультразвуковых колебаний на процесс прессования керамического порошка методом голографической интерферометрии / Клубович В.В., Рубаник В.В., Высоцкий В.К. и др. // VI Всесоюзная конференция по голографии. Тез. докл. - Витебск, 1990. - С. 160-161.
5. The impact of ultrasound vibrations on pressing process and the properties of barium titanate ceramic / Klubovich V.V., Visotskij N.K., Rubanick V.V., Bobrovskaya G.S. // World Congress on Ultrasonics. - Berlin. - 1995, September.
6. Клубович В.В., Рубаник В.В., Высоцкий В.К., Бобровская Г.С. Исследование влияния ультразвуковых колебаний на процесс прессования и свойства керамики титаната бария / Ред. журн. "Изв.АНБ. Сер. физ.-техн.н." - Минск, 1991.-10с.- Деп. в ВИНТИ 27.02.92, № 664 - В92.
7. Рубаник В.В., Высоцкий В.К., Бобровская Г.С. Синтез титаната бария в ультразвуковом поле // Международная конференция "Колебания и волны в экологии, техпроцессах и диагностике". Тез. докл. - Минск, 1993. - С. 112.
8. Жаростойкие кабели с минеральной изоляцией / Сучков В.Ф. и др. - М.: Энергоатомиздат, 1984. - 120 с.

УДК 621.178

О ПРОБЛЕМЕ НАДЕЖНОСТИ И ПРОФИЛАКТИКИ ТРЕЩИНО-ОБРАЗОВАНИЯ ТРУБ ИЗ СТАЛИ 15Х5М ПЕЧНЫХ ЗМЕЕВИКОВ

Пантелеенко Ф. И., Котов В. Е., Соколова Н. В. Слободчиков М. В.*

УО «Полоцкий государственный университет», г. Новополоцк, РБ

*Департамент Проматомнадзора МЧС Республика Беларусь, г. Минск, РБ

Для предприятий нефтеперерабатывающей и нефтехимической промышленности актуальной является проблема продления срока службы змеевиков трубчатых печей из жаростойких сталей, в том числе, из стали мартенситного класса 15Х5М, и разработки методик оценки технического состояния и ресурса труб.

Методика исследований

Исследованию подвергали трубы $\varnothing 152 \times 8$ мм из стали 15Х5М змеевика трубчатой печи установки «Фенольная очистка масел №1» ОАО «Нафтан», вышедших из строя по причине образования сквозных поперечных трещин после 240000 часов эксплуатации. Рабочие параметры: $P_{\text{раб.}} - 1,6$ МПа; $T_{\text{раб.}} - 280^0$ С.

Программа исследований включала:

- визуально-измерительный контроль;
- дефектоскопию наружной поверхности трубы цветным и магнитопорошковым методами, а также методом магнитной памяти металла индикатором концентрации напряжений ИКН-1-4М;
- спектральный анализ химического состава металла трубы на эмиссионном спектрометре ЭМАС-2000Д.
- измерение твердости труб переносным динамическим твердомером «Константа 5Д» и измерение твердости образцов трубы на стационарном твердомере по шкале HRB;
- испытание механических свойств металла трубы на растяжение на продольных плоских образцах типа 11 по ГОСТ 1497-73 размером $200 \times 20 \times 5,5$ мм и ударную вязкость на образцах «Менаже» типа 3 по ГОСТ 9454-78 размером $55 \times 10 \times 5$ мм.
- металлографические исследования на продольных и поперечных шлифах на металлографическом микроскопе «Neofot-21» при увеличениях $\times 100$, $\times 500$, $\times 1000$.

Результаты исследований

При внешнем осмотре по верхней образующей трубы обнаружен поперечный трещиноподобный дефект (свищ) (рис. 1).

На наружной поверхности по верхней образующей имеется слой окалины толщиной до 0,3 мм. Окалина на дефектном участке имеет более темный цвет, что говорит о более интенсивном термическом воздействии на этот участок. На внутренней поверхности трубы со стороны верхней образующей наблюдается слой коксовых отложений толщиной до 1,5 мм.



Рис.1. Сквозная трещина на наружной поверхности трубы.

После зачистки шлифмашинкой до металлического блеска на наружной и внутренней поверхности в районе верхней образующей отчетливо видны множественные трещины, причем на внутренней поверхности трубы они более многочисленные и глубокие (рис. 2).



Рис. 2. Внутренняя поверхность трубы после зачистки.

Наружный диаметр трубы в месте пропуска составил $\varnothing 153,1$ мм при номинальном диаметре $\varnothing 152 \pm 1,2$ мм для труб повышенной точности [1]. Отбраковочное значение по наружному диаметру $\varnothing 157$ мм [2].

Толщина стенки различных участков трубы составила 7,6-8,3 мм. Коррозионный износ не выводит толщину стенки трубы за пределы минусового допуска для новых труб $8 \pm 1,0$ мм [1]. Отбраковочная толщина стенки для печных труб установки «Фенольная» составляет 3,5 мм [2].

Таким образом, толщина стенки и наружный диаметр трубы не выходят за допуски для новых труб, остаточная пластическая деформация отсутствует. Это указывает на то, что процесс ползучести металла (крипп) не может быть основной причиной трещинообразования в трубах, как это принято считать [3].

Для выбора эффективных и производительных методов контроля труб печных змеевиков в условиях эксплуатации был проведен дефектоскопический контроль наружной поверхности труб различными методами.

При контроле наружной поверхности дефектного участка трубы без удаления окалины методами цветной и магнитопорошковой дефектоскопии уверенно выявляются только сквозные дефекты (рис. 3, 4).

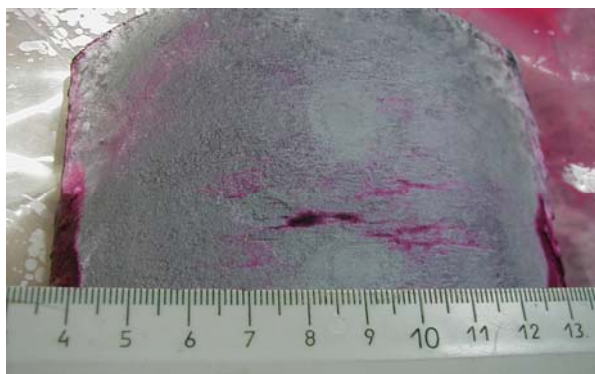


Рис. 3. Цветная дефектоскопия наружной поверхности трубы.



Рис. 4. Магнитопорошковая дефектоскопия наружной поверхности трубы.

Контроль зачищенной до металлического блеска поверхности трубы с помощью цветной дефектоскопии и магнитопорошковой дефектоскопии не дает дополнительной информации к визуальному контролю. Развившиеся окисленные трещины отчетливо видны на блестящей поверхности трубы.

Ультразвуковой дефектоскопией на участках трубы, имеющих поверхностные поперечные трещины, также выявлены многочисленные трещины на внутренней поверхности.

При контроле методом магнитной памяти металл по неподготовленной поверхности трубы уверенно выявляются сквозные трещины (рис. 5).

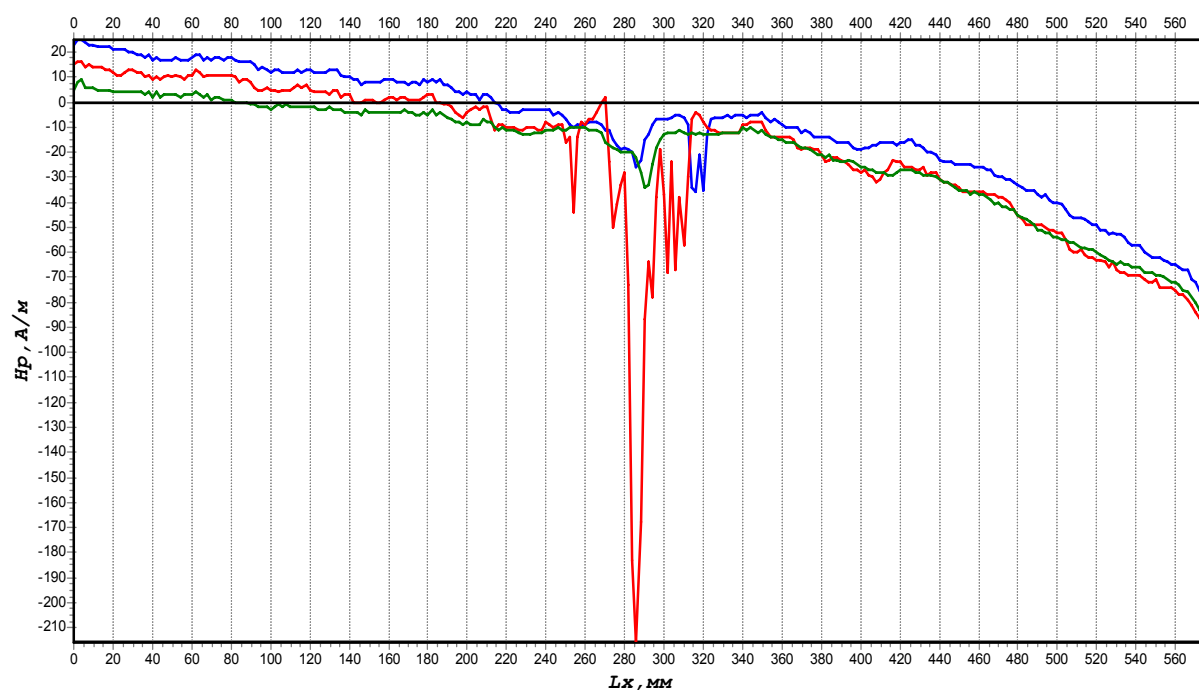


Рис. 5. Магнитограмма продольного сканирования по верхней образующей дефектного участка трубы

По результатам спектрального анализа (табл. 1) химический состав металла трубы соответствует ГОСТ 20072-74 [4]:

Т а б л и ц а 1. Химический состав металла трубы.

	Содержание элементов, %							
	C	Si	Mn	Cr	Mo	Ni	S	P
Труба Ø152x8 мм	0,1	0,23	0,36	5,60	0,59	0,18	<0,0008	0,082
Сталь 15X5M ГОСТ 20072	≤ 0,15	≤ 0,50	≤ 0,50	4,50-6,00	0,45-0,60	≤ 0,60	≤ 0,025	≤ 0,030

Испытания механических свойств проводили на продольных образцах, вырезанных из бездефектного, подвергшегося минимальному тепловому воздействию, участка трубы в районе нижней образующей напротив сквозной трещины. Механические свойства (табл.2) соответствуют требованиям стандарта на трубы из стали 15X5M [5].

Т а б л и ц а 2. Механические свойства металла трубы.

	σ_B , МПа	σ_T , МПа	δ , %	ψ , %	KCU, Дж/см ²
Металл трубы	540	-	33	69	282
Требования ГОСТ 550-75	≥ 392	216	22	50	118

Внешний вид испытанных образцов представлен на рис.6.



Рис. 6. Внешний вид образцов после испытаний.

Поверхность излома ударных образцов имеет 100 % вязкой составляющей.

Измерения твердости проводились переносным твердомером по наружной поверхности труб, а также стационарным твердомером на образцах, вырезанных для металлографических исследований.

При измерении твердости на стационарном твердомере образцов из дефектного и бездефектного участков трубы получены следующие значения:

- верхняя образующая (дефектный участок) – 129 НВ;
- нижняя образующая – 137 НВ.

При измерении твердости на трубах переносным динамическим твердомером из-за недостаточной их жесткости значения твердости получаются заниженными на ≈ 20 HB.

Твердость бывших в эксплуатации труб из стали 15Х5М печных змеевиков должна быть не менее 140 HB [1]. Однако, как видно из результатов испытаний механических свойств, подпадающий под отбраковку по твердости участок трубы с неогневой стороны (нижняя образующая) имеет превосходные механические свойства.

Для проведения исследований микроструктуры приготавливались микрошлифы на участке, непосредственно прилегающем к сквозной трещине – зона максимального теплового воздействия и на участке нижней образующей – зона минимального теплового воздействия. Исследования проводились на продольных и поперечных шлифах, травление реактивом Ржешотарского.

При исследовании продольного макрошлифа (рис. 7) выявлены многочисленные поперечные трещины в районе верхней образующей трубы. Трещины развиваются в основном со стороны внутренней поверхности.

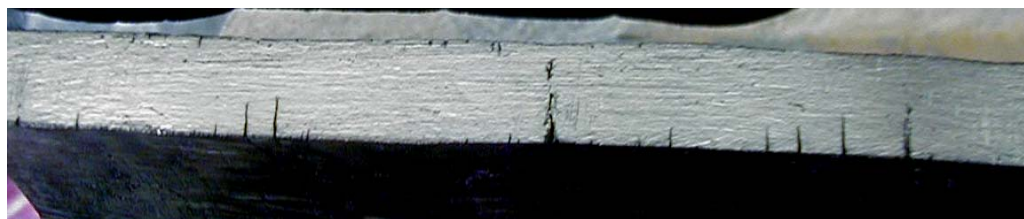


Рис. 7. Поперечный макрошлиф верхней образующей.

Металлографические исследования показали, что в результате длительного термического воздействия металл трубы деградировал. Произошел процесс сфероидизации и коагуляции карбидной составляющей, в результате которого структура металла стала представлять собой ферритную матрицу с глобулярными карбидными включениями, расположенными в основном в виде цепочек по границам зерен. Следует отметить, что структуры металла трубы в зоне максимального (рис. 8) и минимального теплового воздействия (рис. 9) незначительно отличаются друг от друга.

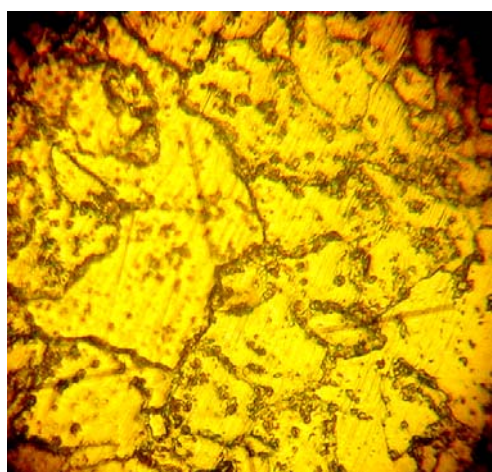


Рис. 8. Микроструктура металла трубы, поперечное сечение верхней образующей, $\times 400$.

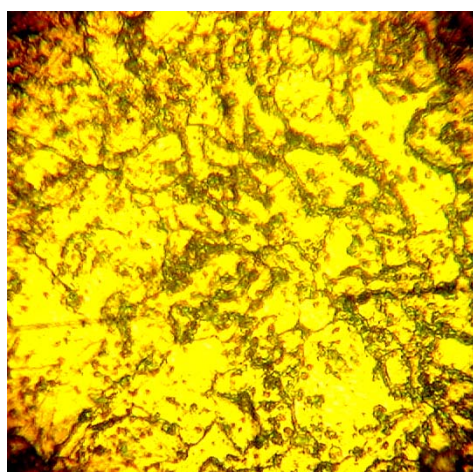


Рис. 9. Микроструктура металла трубы, поперечное сечение нижней образующей, $\times 400$.

В структуре металла трубы не выявлены характерные для ползучести микроповреждения (поры). Характер распространения трещин – транскристаллитный (рис. 9), строго перпендикулярно образующей трубы; берега трещины окислены. Морфология трещин свидетельствует том, что они развиваются под действием осевых напряжений.

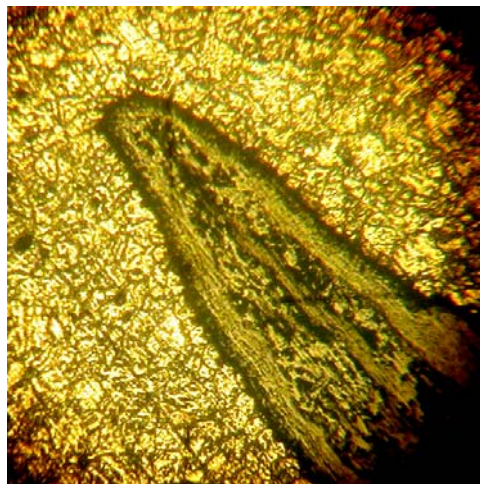


Рис. 9. Поперечное сечение трещины, $\times 100$.

Так как трубы печных змеевиков установок «Фенольная очистка масел» эксплуатируются при относительно низких для трубчатых печей температурах рабочей среды 280°C , это позволяет сделать вывод, что развитие и распространение трещин происходит не в результате ползучести металла (криппа) [2], а, в основном, по механизму термической усталости. Из-за разности температур по толщине стенки при нагреве наружные слои оказываются сжатыми, а внутренние – растянутыми. При охлаждении характер напряжений меняется в обратном порядке. Интенсивный рост трещин с внутренней стороны трубы обусловлен тем, что внутренние растянутые слои трубы работают при температурах синеломкости $300\text{--}350^{\circ}\text{C}$, при которых повышается прочность и снижается вязкость металла [6].

Таким образом, на основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы. Наиболее вероятно разрушение труб из стали 15Х5М печных змеевиков в условиях эксплуатации установки «Фенольная очистка масел» происходит по механизму термической усталости, причем процесс деградации свойств металла интенсивно протекает только со стороны огневого обогрева (не более $\frac{1}{4}$ поперечного сечения трубы).

Проведенные исследования показали, что по критериям действующих нормативных документов (твердость, остаточная деформация при ползучести) нельзя достоверно оценить техническое состояние труб: при отбраковочной твердости трубы могут иметь механические свойства, соответствующие стандарту; после длительной наработки геометрические параметры труб остаются в пределах допусков на прокат. Оценка технического состояния труб по критериям микроструктуры металла также не дает однозначных результатов.

Необходимо проведение дальнейших исследований, направленных на поиск методов неразрушающего контроля технического состояния и оценки ресурса змеевиков трубчатых печей. В этой связи представляются перспективными дальнейшие исследования трещиностойкости металла труб на микрообразцах (срубах, сколах).

При мониторинге состояния труб неразрушающими методами и достоверных критериях оценки технического состояния ресурс печных змеевиков может быть значи-

тельно повышен путем перемонтажа секций змеевиков: когда металл труб со стороны огневого обогрева достигает состояния, близкого к предельному, целые секции змеевиков или их участки переворачиваются на 180 градусов.

Список литературы

1. ГОСТ 8732-78-78 Трубы стальные бесшовные горячедеформированные. Сортамент.
2. Инструкция по техническому надзору, методам ревизии и отбраковки трубчатых печей, резервуаров, сосудов и аппаратов нефтеперерабатывающих и нефтехимических производств. ИТН-93. ВНИКТИнефтехимоборудование, Волгоград, 1993.-188 с.
3. Ентус Н.Р., Шахрин В.В. Трубчатые печи в нефтеперерабатывающей и нефтехимической промышленности. М.: Химия, 1987. 301 с.
4. ГОСТ 20072-74 Сталь теплоустойчивая. Технические условия.
5. ГОСТ 550-75 Трубы стальные бесшовные для нефтеперерабатывающей и нефтехимической промышленности. Технические условия.
6. Антикайн П.А. Металлы и расчет на прочность котлов и трубопроводов. М.: Энергия, 1980. 423 с.

УДК 534.8

ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕЗОНАНСНЫХ ОБРАЗЦОВ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Клубович В. В., Рубаник В. В., Бегунов М. А., Рубаник В. В. (мл.),
Борозенцева Ю. Б.

Институт технической акустики, Витебск, Беларусь
ita@vitebsk.by

Возбуждение акустических колебаний ультразвукового низкочастотного диапазона (УЗК) в материале приводит к рассеянию части звуковой энергии, которая необратимо переходит в тепло. Ультразвуковой разогрев может быть неравномерным по длине образца и довольно значительным, вплоть до температур плавления. Вследствие этого возникает необходимость учитывать тепловую составляющую ультразвукового воздействия на материалы и, где необходимо, сводить ее к минимуму.

Максимальный отбор акустической энергии от преобразователя реализуется, если собственная частота элементов колебательной системы совпадает с частотой возбуждаемых колебаний, т.е. в резонансном режиме. Этот режим характеризуется распределением акустических параметров по длине волновода. В случае полуволнового стержня со свободным концом ($l = \lambda/2$) в его середине наблюдается узел механических смещений и пучность напряжений (напряжения достигают максимума), а на торце волновода – пучность смещений и узел напряжений. При этом распределение амплитуд смещений, деформаций и напряжений в случае однородного стержня постоянного сечения соответственно равны:

$$\xi_m = \xi_{m0} \cos kx, \quad \varepsilon_m = k\xi_{m0} \sin kx, \quad \sigma_m = Ek\xi_{m0} \sin kx, \quad (1)$$

где ξ_{mo} – амплитуда смещений, возбуждаемая на закрепленном конце стержня; $k = \omega/c$ – волновое число; $c = (E/\rho)^{1/2}$ – скорость звука в стержне.

Следует заметить, что выражения (1) описывают поведение идеальной системы, т.е. системы без потерь. При небольших мощностях ультразвука с амплитудами деформации $\varepsilon_m < 10^{-6} \div 10^{-5}$ внутреннее трение не зависит от ε_m , и в волноводных системах не происходит перераспределения акустических параметров по длине волновода и изменения резонансной частоты [1, 2].

В случае больших интенсивностей ультразвука происходит рассеяние упругой энергии ультразвуковой волны, возрастание коэффициента затухания, который связан с коэффициентом внутреннего трения материала. При этом изменяется резонансная частота ультразвуковой волны, перераспределяются акустические параметры системы. Неучет амплитудно-зависимого затухания может приводить к ошибке в определении амплитуды деформации в волноводе по выражению (1) до 20 % [3].

При работе волноводной системы в резонансном режиме наблюдается постоянное распределение акустических параметров в ней. Поскольку выделение тепла зависит от амплитуды деформации, то распределение температуры в образце также описывается функцией синуса, т.е. волновод должен нагреваться неравномерно. Такой неравномерный нагрев действительно наблюдается в [4-6], причем градиент температур может достигать по длине образца 1000°C [5]. При ультразвуковом воздействии в полуволновых металлических образцах максимум температуры приходится на середину волновода. Так, при воздействии УЗК в течение 20 секунд образцы из стали, меди и латуни нагревались на $100 \div 200^\circ\text{C}$, алюминиевые образцы – всего на $5 \div 10^\circ\text{C}$. В нерезонансных образцах локальный нагрев наблюдался в месте крепления к концентратору [7].

В работах по ультразвуковому разогреву волноводных систем в качестве датчиков температуры обычно используют термопреобразователи (термопары), запрессованные в различных местах образца, либо оптические пирометры – при нагреве до высоких температур. С появлением нового оборудования, способного измерять температуру тела с хорошей разрешимостью бесконтактными способами в инфракрасной области спектра, было показано, что зачеканенные в тело волновода термопары, всевозможные дефекты в нем (трещины, границы зерен, срезы) способны при ультразвуковом воздействии инициировать локальный разогрев [7], что, в свою очередь, ведет к искажению всей картины теплового действия ультразвука.

В работе [8] с помощью ультразвукового нагрева вызывали локальную рекристаллизацию стали, выпрямление границ зерен и их ориентацию в направлениях максимальных касательных напряжений. При выпрямлении границы за счет внутреннего трения выделяется максимальное количество тепловой энергии, что определяет выявление эффектов разрушения и пережога по ориентированным границам зерен [9].

Изучение температурного перегрева на границах зерен при ультразвуковом нагреве по микроструктуре и травимости мартенсита стали показало [10], что основное отличие ультразвукового от других методов нагрева состоит в следующем: температурное микрополе источников внутреннего трения (границы зерен) не успевает выравниваться за счет теплопроводности в упругую среду, в связи с чем часто наблюдается пережог металла по границам зерен. В некоторых случаях локальный перегрев вязких областей вызывает локальную рекристаллизацию структуры. Делается предположение о возможности влияния на процессы перекристаллизации, рекристаллизации мартенситных и других превращений в твердой фазе ультразвукового разогрева за счет действия внутренних микролокальных источников тепла, создающих микронеравномерное температурное поле в объеме образца.

В общем случае, если в однородном стержне поддерживать резонансный режим возбуждения ультразвуковых колебаний, то с высокой степенью точности можно про-

гнозировать разогрев в любом его сечении за счет поглощения УЗК. Это важно, например, при исследовании термоупругих мартенситных превращений, а так же для моделирования режимов работы волноводных систем различного технологического назначения.

Учитывая вышесказанное, и ставя задачу изучения температурных профилей различных резонансных волноводных систем, в том числе, и из никелида титана, за счет ультразвукового разогрева, нами были проведены тепловизионные исследования волноводов, предназначенных для волочения проволоки с наложением УЗК, а также моделирование процесса ультразвукового нагрева резонансных образцов.

За основу математической модели ультразвукового разогрева волновода цилиндрической формы длиной кратной половине длины волны выбрано уравнение [1]:

$$\Delta t(x, t) = t_1 - t_0 = C(x, t) + \sum_{n=0}^{\infty} (B_n - D_n - F_n), \quad (2)$$

где член

$$C(x, t) = \frac{3}{16} \frac{x_{m0}^2 Q^{-1}(x_{m0}) Ef}{Ja_1} \left\{ k^2 x_1 t + \frac{1}{6} (1 - e^{-16k^2 x_1 t}) \sin^4 k(l-x) + \frac{2}{3} \left(\frac{3}{4} - e^{-4k^2 x_1 t} + \frac{1}{4} e^{-16k^2 x_1 t} \right) \times \right. \\ \left. \times \sin^2 k(l-x) - \frac{1}{48} e^{-16k^2 x_1 t} + \frac{1}{3} e^{-4k^2 x_1 t} - \frac{5}{16} \right\} \quad (3)$$

определяет нарастание температуры в любой точке стержня, обусловленное только выделением тепла источниками. Члены $B_n(x, \tau)$, $D_n(x, \tau)$ и $F_n(x, \tau)$ определяют измерение температуры, обусловленное теплопроводностью стержня и теплоотводом в концентратор. При $\frac{x}{2\sqrt{x_1 \tau}} \gg 1$ для определения $\Delta t(x, t)$ достаточно взять только первый

член в выражении (2). Интервал времени воздействия составлял 10÷100 с. Величину внутреннего трения Q^{-1} определяли как

$$Q^{-1} = \frac{\pi a}{\lambda}. \quad (4)$$

Таким образом, исходными данными для расчета являются: α – коэффициент затухания; λ – длина волны; $\varepsilon_{m0} = \xi_{m0} k$ – амплитуда в пучности деформации; ξ_{m0} – амплитуда смещений на свободном конце стержня; f – частота колебаний; E – модуль упругости; l – длина образца; J – механический эквивалент теплоты; x – смещение относительно начала образца; τ – время воздействия ультразвука; температуропроводность: $\chi_1 = \frac{a_1}{\rho_1 c_1}$, где a_1 – теплопроводность образца, ρ_1 – плотность, c_1 – теплоемкость; k – волновое число.

Разработанная компьютерная анимационная модель ультразвукового разогрева материалов на основе уравнений (1-4) позволяет визуализировать процесс нагрева материалов под действием ультразвука и состоит из двух модулей: ввода данных для визуализации процесса ультразвукового разогрева и модуля отображения температуры образца в любой его точке. В процессе работы в режиме реального времени на дисплее отображается распределение напряжений и температуры в образце при ультразвуковом воздействии. При моделировании ультразвукового разогрева в программе задаются

следующие параметры: коэффициент затухания, модуль упругости и температуропроводность материала; амплитуда, длина и частота ультразвуковой волны, время действия ультразвука. Длина образца задается равной или кратной половине длины ультразвуковой волны, т.е. выполняется условие для образования стоячей волны.

В результате проведенного моделирования в резонансных образцах никелида титана установлено неравномерное распределение температуры по длине – градиент составляет до 60°C. Расхождение данных, полученных компьютерным моделированием и экспериментально [11], составляет 5–10°C (Рис. 1).

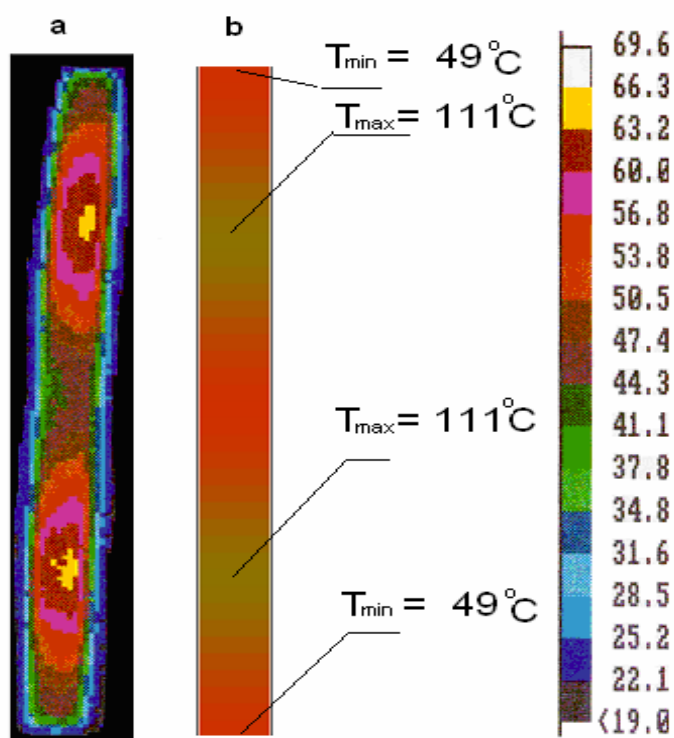


Рис. 1. Распределение температур по длине волнового стержня: а – экспериментальное, б – расчетное.

Таким образом, разработанная программа компьютерного моделирования позволяет прогнозировать тепловые режимы работы простейших волноводных систем ультразвуковых колебаний.

В качестве примера на рис. 2 приведено распределений температурных полей в наиболее используемых при волочении в волноводных системах.

В первом случае твердосплавную волоку запрессовывали на горячую в пучности механических смещений цилиндрического волновода, во втором – крепили с помощью резьбового соединения (конический волновод). Хотя технологически в эксплуатации более удобен волновод, к которому можно с помощью резьбового соединения крепить волокна различного диаметра, с точки зрения температурного режима, а значит и устойчивой работы колебательной системы предпочтение следует отдавать волноводам с неразъемным соединением волочильного инструмента.

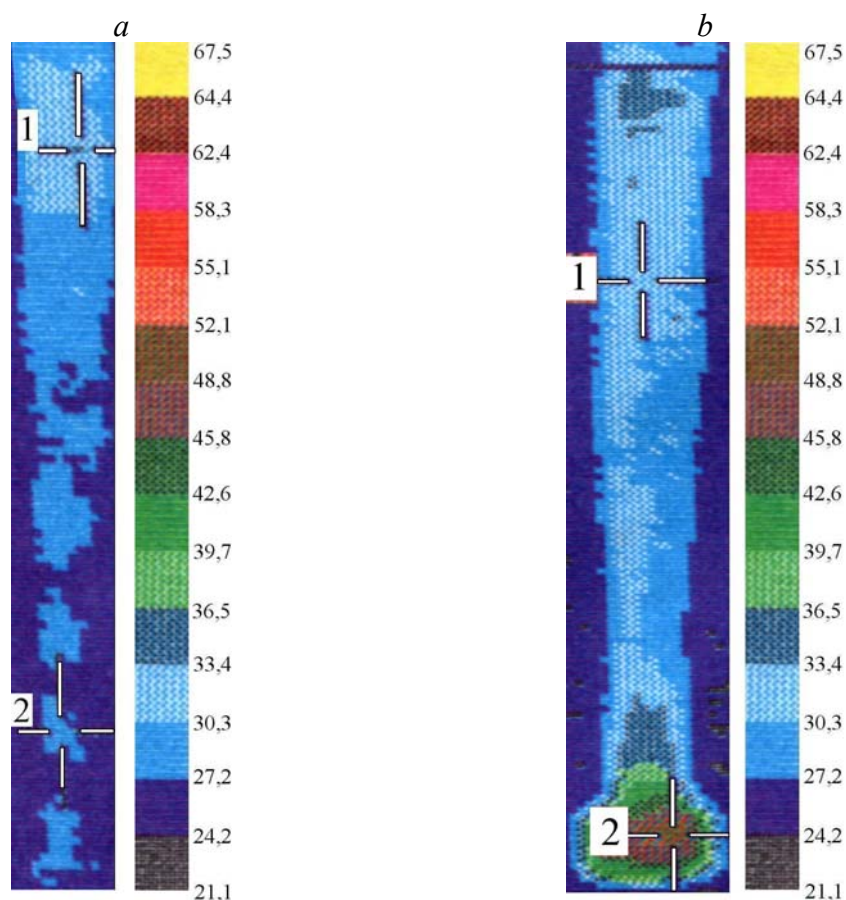


Рис. 2. Термографический профиль волновода с запрессованной (а) и закрепленной с помощью резьбового соединения (b) волокой через 60 сек. ультразвукового воздействия. Температура в точках 1 (а) 34,4°C; 2 (а) 28,0°C; 1 (b) 31,4°C; 2 (b) 49,8°C.

Список литературы

1. Кулемин А.В. Ультразвук и диффузия в металлах. М.: Металлургия, 1978.
2. Теумин И.И. Ультразвуковые колебательные системы. М., Машгиз, 1959.
3. Абрамов О.В., Асташкин Ю.С. Прочность-пластичность материалов в ультразвуковом поле. Ч.П. Минск, НТО «Машпром», 1973. – С. 119-121.
4. Кузьменко В.А. Звуковые и ультразвуковые колебания при динамических испытаниях материалов. Киев. Изд-во АН УССР, 1963.
5. Миротворский В.С., Волк В.Я. // В кн.: Ультразвук в машиностроении. М., ЦНИИПИ, 1969. – С. 31-36.
6. Балалаев Ю.Ф., Постников В.С. // Физика и химия обработки материалов, 1968, № 2. – С. 117-119.
7. Mignogna R.B. etc. // Ultrasonic. July 1981. - P. 159-163.
8. Балалаев Ю.Ф. // МиТОМ, № 1, 1964. – С. 48-49.
9. Балалаев Ю.Ф., Бокштейн С.З. // Процессы диффузии, структура и свойства металлов. М.: Машиностроение, 1964. – С. 113-116.
10. Балалаев Ю.Ф., Бокштейн С.З. // ФММ, 1963, т. 16, вып. 6. – С. 872-876.
11. Rubanick V., Razov A., Rubanick V., Jr. // Shape Memory Alloys: Proceed. of the Intern. Symp. Quebec, Canada, 1999. – P. 283-287.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСТАТОЧНЫХ МИКРОНАПРЯЖЕНИЙ И СУБСТРУКТУРНАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ В ТЕКСТУРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ: МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ВЫЯВЛЕННЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ

Перлович Ю. А., Исаенкова М. Г., Фесенко В. А.

Московский инженерно-физический институт (Государственный университет)
perlovich@hotmail.com

Автоматизация рентгеновских измерений и использование компьютерной обработки получаемых результатов позволили резко расширить возможности дифрактометрических методов исследования и перейти на уровень многомерного описания структуры металлических материалов. Новый подход к рентгеновскому изучению материалов основывается на совмещении текстурной съемки и регистрации профиля рентгеновской линии при последовательных положениях образца в рамках единой измерительной процедуры, так что массив получаемых данных содержит теперь информацию о зернах всех ориентаций, присутствующих в текстуре образца. Величины межплоскостных расстояний, блоков когерентного рассеяния, микроискажений кристаллической решетки, плотности дислокаций, упругой деформации и других характеристик субструктуры могут быть представлены в виде распределений в зависимости от ориентации зерен, а также в виде корреляционных зависимостей, связывающих между собой дифракционные и субструктурные параметры. Распределения измеренных дифракционных параметров или вычисленных субструктурных параметров в ориентационном пространстве, называемые Обобщенными Полюсными Фигурами (ОПФ), дают наиболее полное доступное описание структуры исследуемого материала.

Впервые построены распределения упругой микродеформации в различных прокатанных металлических моно- и поликристаллах. Полученные ОПФ были систематизированы с учетом их текстурных особенностей. Было установлено, что микронапряжения уравновешены в пределах исследуемого объема таким образом, что каждый структурный элемент с некоторой ориентацией оси $\langle hkl \rangle$, вдоль которой кристаллическая решетка упруго сжата, имеет в ориентационном пространстве пару, где вдоль оси $\langle hkl \rangle$ с зеркальной ориентацией решетка растянута на ту же самую абсолютную величину.

Реализация этого принципа четко прослеживается при постепенном усложнении текстуры прокатки материала – от простых одно- и двухкомпонентных текстур прокатанных монокристаллов до сложных текстур прокатанных поликристаллов. Если текстура прокатки содержит единственную компоненту, эта компонента распадается на две близкие субкомпоненты, различающиеся знаком упругой деформации вдоль одних и тех же направлений. Если текстура образована двумя кристаллографически эквивалентными компонентами, равновесие упругих микронапряжений в образце обеспечивается тем, что взаимно соответствующие компоненты тензоров деформации их кристаллитов имеют противоположные знаки. Большинство прокатанных поликристаллических материалов имеют перекрестный характер распределения микронапряжений, состоящий в чередовании на полюсной фигуре квадрантов с преобладанием упругого растяжения и упругого сжатия.

Показано, что структура металлических материалов с развитой текстурой включает предельно широкий спектр субструктурных состояний, развитие которого сопряжено с формированием в материале кристаллографической текстуры в результате закономер-

ной переориентации зерен при действии в них механизмов пластической деформации. В зависимости от исходной ориентации зерен и их соседей, в них активизируются различные деформационные механизмы, обуславливая разные уровни наклепа и формирование разных субструктур. Установлен ряд общих, ранее неизвестных закономерностей, контролирующих субструктурную неоднородность материалов с развитой текстурой. Показано, что ориентация зерен по отношению к текстурным максимумам и минимумам является наиболее эффективным критерием систематизации субструктурных неоднородностей. Зерна, соответствующие по ориентации центральным участкам текстурных максимумов, обладают наиболее совершенной кристаллической решеткой и самыми крупными блоками когерентного рассеяния, а по мере перехода к текстурным минимумам блоки измельчаются и микроискажения решетки растут.

РАЗВИТИЕ ТЕКСТУРЫ И СТРУКТУРЫ В МЕТАЛЛАХ С ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ ПРИ РАВНОКАНАЛЬНОМ УГЛОВЫМ ПРЕССОВАНИЕМ

Перлович Ю.А., Исаенкова М.Г., Фесенко В.А., Грехов М.М.

Московский инженерно-физический институт (Государственный университет)
perlovich@hotmail.com

Равноканальное угловое прессование (РКУ-прессование) рассматривается как перспективный способ получения прутков с однородной структурой, ультрамелким зерном и повышенными прочностными свойствами. Продемонстрированы возможности современных методов рентгеновской дифрактометрии при изучении процессов формирования текстуры и структуры в прутках из циркония, подвергнутых РКУ-прессованию с числом циклов от 1 до 4 при температуре 350°C.

Образцы для исследования размером 3×3×3 мм вырезали электроискровым методом из различных участков поперечного сечения прутка диаметром 10 мм. Их рентгеновское исследование включало съемку полных текстурных полюсных фигур и восстановление профиля рентгеновских отражений от зерен всех ориентаций, представленных в текстуре образца. Для описания структурной неоднородности прутков строили распределения объемных долей зерен, характеризующихся различными величинами параметров этого профиля, определяемых субструктурными особенностями отражающих зерен.

В исходном прутке, находившемся в рекристаллизованном состоянии, существовала обычная для ГПУ-металлов аксиальная текстура. В результате РКУ-прессования текстура исходного прутка принципиально меняется в соответствии со схемой нагружения, при которой, как явствует из особенностей распределения базисных нормалей, ось растяжения отклонена от оси прутка на 20°-30° в сторону внутренней поверхности L-образного канала, а ось сжатия – на 60°-70° в сторону его внешней поверхности. Формирующаяся при этом конечная текстура РКУ-прессования характеризуется асимметричным компактным расположением базисных нормалей на угловом расстоянии 45°-60° от оси прутка. Причем, по сечению прутка текстура РКУ-прессования заметно меняется, отражая локальный поворот осей деформации. Перед каждым следующим проходом прутки поворачивают на 90° или 180° (маршруты В_С и С, соответственно), вследствие чего при каждом проходе исходная текстура резко отличается от конечной текстуры РКУ-прессования, так что ее повторное воспроизведение требует значительной переориентации кристаллической решетки в зернах α -Zr. Поэтому степень совпа-

дения текстур, формирующихся в прутке при последовательных проходах РКУ-прессования, отражает склонность материала к деформационному наклепу и к измельчению его структуры, сказывающихся на активизируемых механизмах пластической деформации.

Малая угловая ширина рентгеновских линий свидетельствует об относительном совершенстве кристаллической решетки α -Zr, резко отличающем прутки, претерпевшие РКУ-прессование, от других деформированных изделий из циркониевых сплавов. Очевидно, в условиях прессования в материале прутков интенсифицируются процессы возврата, приводящие к падению плотности дефектов и устраняющие искаженность кристаллической решетки. Вместе с тем, установлено, что способность материала к воспроизведению одной и той же текстуры РКУ-прессования меняется при переходе от одного участка поперечного сечения прутка к другому и минимальна на его стороне, примыкавшей к внешней поверхности L-образного канала.

ГЕТЕРОГЕННОЕ ЗАРОЖДЕНИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ДВОЙНИКОВ ПРИ ИНДЕНТИРОВАНИИ

Башмаков В. И., Чикова Т. С.*

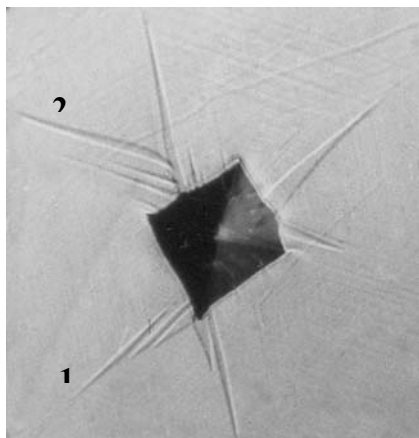
Мозырский государственный педагогический университет, Мозырь, Беларусь.

**Санкт-Петербургский государственный университет, Россия*

mozvuz@mail.gomel.by

При индентировании металлического кристалла сосредоточенной нагрузкой на рабочей поверхности образца остается отпечаток алмазной пирамидки с серией клиновидных двойников у ее граней (см. рис.).

У отпечатка индентора всегда имеются области предпочтительного зарождения



Микрофотография отпечатка алмазной пирамидки на плоскости (111) монокристалла висмута с серией клиновидных двойников

двойников. Обнаружено, что при многократном вдавливании алмазной пирамидки со статической нагрузкой в плоскость спайности монокристалла висмута при идентичных условиях нагружения и неизменной взаимной ориентации действующих плоскостей двойникования и деформирующего устройства, картина расположения ансамбля клиновидных двойников вокруг отпечатка заметно повторяется. Более 70% двойниковых прослоек возникают в одних и тех же местах граней пирамидки. Аналогичный результат получен при замене пирамидки на стальной шарик. Геометрические особенности индентора и качество обработки его поверхности задают набор стабильных концентраторов напряжений, инициирующих зарождение двойникования. Места появления остальных двойников заранее предсказать невозможно. Их возникновение активируется случайными концентраторами напряжений,

роль которых выполняют скрытые внутренние дефекты кристаллической решетки. Зарождение двойников на неоднородностях структуры может происходить как у отпечатка индентора, так и за его пределами. Это, как правило, двойники, расположенные на некотором расстоянии от грани отпечатка (двойник 1 на фото) или двойники-ветви (двойник 2 на фото), находящиеся на скоплениях двойникующих дислокаций в наиболее искривленной части границы двойникового клина. Однако во всех случаях гетерогенное зарождение двойников происходит в зоне вокруг отпечатка, деформированной

скольжением, размеры которой определяются величиной удвоенной диагонали отпечатка [1]. Рост числа двойников, возникающих у случайных концентраторов с увеличением внешней нагрузки в кристаллах висмута, сурьмы и цинка свидетельствует о стимулирующей роли скольжения в процессах зарождения деформационных двойников в металлах.

1. Григорович В. К. Твердость и микротвердость металлов. М.: Наука, 1976. – 230 с.

О СХОДСТВЕ ПРОЦЕССОВ МЕХАНИЧЕСКОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ, РАЗРУШЕНИЯ И МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Башмаков В. И., Чикова Т. С.*

Мозырский государственный педагогический университет, Мозырь, Беларусь.

**Санкт-Петербургский государственный университет, Россия*

mozvuz@mail.gomel.by

Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что в кинетике развития пластической деформации скольжением, двойникованием, росте мелких трещин и мартенситных игл существует физическое сходство, обусловленное общностью их дислокационной природы и наличием границ раздела, оказывающих определяющее влияние на механические свойства кристаллов под нагрузкой [1]. Деформационное двойникование и мартенситные превращения – процессы бездиффузионные, они протекают в результате кооперативного движения атомов без разрыва межатомных связей и изменения ближнего порядка. Большие скорости развития этих процессов, сопровождающие их звуковые эффекты, появление рельефа на поверхности, полярность и даже частичные дислокации Шоули, осуществляющие структурную перестройку в обоих случаях, указывают на физическое родство механического двойникования и мартенситных превращений.

Подобны между собой распределения дислокаций на границах незавершенной полосы скольжения, тонкого клиновидного двойника, микротрещины и мартенситной иглы, что обеспечивает аналогию их дислокационных моделей. Поэтому новые данные, полученные при исследовании одного из перечисленных явлений, приводят к прогрессу в изучении всех аспектов пластической деформации, разрушения и фазовых превращений.

Можно полагать, что общим в кинетике роста единичных двойников, полос скольжения, трещин и мартенситных игл является влияние частоты колебаний закрепленных отрезков полных дислокаций леса на пробег активных дислокаций. Если основным видом препятствий для движущихся дислокаций в кристалле служит дислокационный лес, то, исходя из дислокационной природы перечисленных явлений, следует, что их развитие лимитируется наличием характерного пробега дислокаций в условиях протекания процессов, ограничивающих скорость их движения.

Такой подход справедлив в случаях, когда пробег дислокаций, определяющих исследуемое явление, не достигает размеров кристалла, то есть при частотах колебаний дислокаций $\nu \geq 10^7 \text{ с}^{-1}$. При меньших частотах – в чистых совершенных кристаллах – закономерности рассматриваемых явлений могут контролироваться другими факторами, например, диффузионными процессами, генерированием и движением вакансий.

1. Бойко В. С., Гарбер Р. И., Косевич А. М. Обратимая пластичность кристаллов – М.: Наука, 1991. – 278 с.

УДК. 536.42:548. 537.1.5.

ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В TiNi

Шушкевич В.Л., Рубаник В.В., Рубаник В.В. мл.

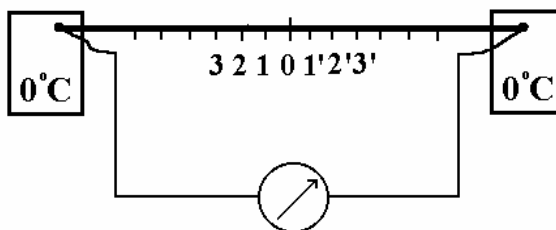
Институт технической акустики, Витебск, Беларусь
ita@vitebsk.by

Наряду с такими широко известными термоэлектронными явлениями, как эффекты Пельтье, Томсона, Зеебека обнаружены явления возникновения электродвижущей силы (ЭДС), наведенной деформацией или фазовыми превращениями. К примеру, установлено, что при изоструктурном превращении в церию возникают импульсы ЭДС, обусловленные процессом зарождения кристаллов новой фазы и движением межфазных границ [1]. Возникновение импульсов ЭДС сопровождается скачком проводимости. Оба эти эффекта неустойчивы во времени.

К термоэлектронным явлениям относится и явление возникновения ЭДС при нестационарном нагревании однородного металлического участка разомкнутой электрической цепи, т.е. при перемещении вдоль образца нагретого участка с температурой выше температурного интервала фазового превращения. Причиной возникновения «термокинетической» ЭДС, по мнению авторов, является наличие зависящей от температуры контактной разности потенциалов между фазами с объемноцентрированной и гранецентрированной кубической кристаллическими решетками для железа, или между соответствующими фазами кристаллических решеток других материалов [2].

Поликристаллические металлы и сплавы, как правило, обладают анизотропией упругих, пластических и прочностных свойств. Структурная неоднородность, присутствующая в материалах изначально, развивается уже на стадии упругого деформирования и проявляется в дальнейшем как анизотропия упрочнения отдельных кристаллитов. В условиях действия механических нагрузок образование неоднородной упругой и пластической деформации сопровождается возникновением электрического поля, т.е. в металлах и сплавах при постоянной температуре появляется наведенная деформацией электродвижущая сила [3].

Нами на проволочных образцах TiNi различного диаметра примерно эквиатомного состава с $A_k = 76^\circ\text{C}$ наблюдалось, наряду с изменением проводимости, возникновение как импульсов ЭДС при деформации изгибом, так и «термокинетической» ЭДС (Рис.1). В последнем случае величина ЭДС линейно зависела от скорости перемещения нагретого участка. При стационарном нагреве любого из участков проволоки до и выше температуры A_k , ЭДС не возникала. В случае, когда образец был локально деформирован, картина резко менялась, и стационарный нагрев приводил к возникновению устойчивой во времени ЭДС.

**Рис. 1.** Схема измерений.

Проволочный образец TiNi диаметром 2,00 мм и длиной 150 мм в мартенситном состоянии в точке 0 (Рис. 1) был деформирован изгибом на цилиндрической оправке диаметром 20 мм. Локальный разогрев проволоки до температуры менее A_k , в точках, отстоящих от области деформации, вызывал возникновение устойчивой во времени ЭДС. Причем знак ЭДС менялся в зависимости от расположения нагреваемого участка по отношению к точке 0 (Рис. 2). При охлаждении нагретого участка до комнатной температуры величина ЭДС уменьшалась до нуля. Наибольшее значение ЭДС наблюдалось при приближении участка разогрева к границе деформированного участка образца (точки 1 и 1'). Зависимость ЭДС от температуры разогрева любой точки носит нелинейный характер (Рис. 3).

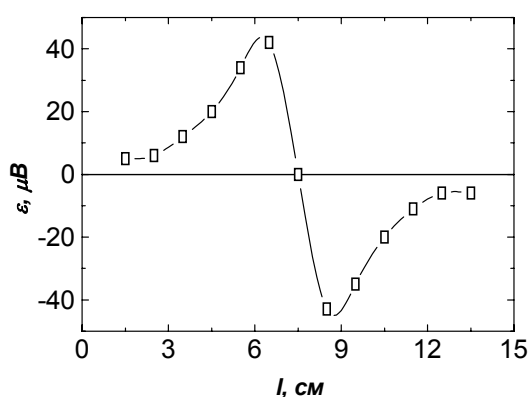


Рис. 2. Зависимость величины ЭДС от места разогрева.

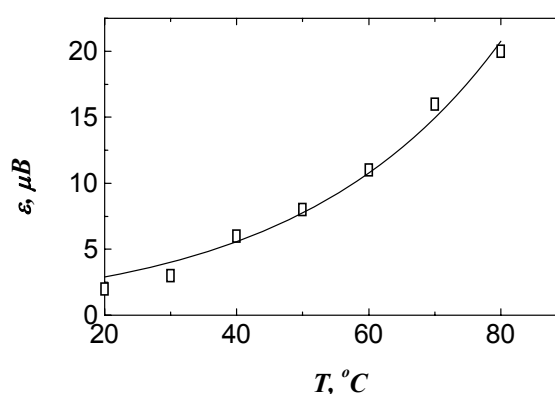


Рис. 3. Зависимость ЭДС от температуры нагрева для точки 3 (см. рис. 2).

Эффект возникновения ЭДС наблюдается и в случае охлаждения участков проволоки относительно точки 0. При этом полярность ЭДС изменяется на противоположную по сравнению с нагревом этих же точек. При одновременном нагреве и охлаждении участков проволоки с противоположных сторон от точки 0 электродвижущая сила суммируется.

Механизм возникновения устойчивой во времени электродвижущей силы при локальном нагреве неоднородно деформированного металла может быть объяснен на основании эффекта Зеебека. Это явление должно быть присуще и другим материалам для различных фазовых состояний и может быть использовано для контроля однородности их структурного состояния.

Список литературы

1. Кокорин В.В., Черненко В.А. Возникновение импульсов ЭДС при изоструктурном превращении в церию. // Металлофизика. 1985. Т.7, № 5.
2. Кукса Л.В. // Проблемы прочности. 1990. № 8. – С. 58-64.

Именной указатель

Абрамов В. Я.	85	Иванов Ю. Ф.	309
Александрова Н. М.	85	Иволгин В. И.	97
Амосова О. В.	18	Исаенкова М. Г.	341, 342
Андреев В. А.	81, 310	Кадомцев А. Г.	18
Анцупов А. В.	303	Кадошников В. И.	303
Анцупов В. П.	303	Казарина С. А.	22
Барахтин Б. К.	132, 139	Камалов М. М.	292
Башмаков В. И.	343, 344	Карцева Е. А.	63
Бегунов М. А.	336	Кашин О. А.	153
Белый А. В.	281	Кашина Е. Е.	200
Белюк С. И.	162, 196, 200	Кибиткин В. В.	207
Беляев С. П.	107, 112, 320	Клубович В. В.	293, 325, 336
Бетехтин В. И.	18	Ковалевская Т. А.	152
Блинова Е. Н.	292	Козлов Э. В.	152
Бойцов Э. А.	98	Колобов Ю. Р.	153
Бондарев А. Б.	81	Колубаев А. В.	281
Боровков Д. В.	85	Колупаева С. Н.	225
Борозенцева Ю. Б.	336	Конева Н. А.	84
Бреган А. Д.	39	Константинова Т. Е.	186, 191
Бурнышев И. Н.	181	Копылов В. И.	18
Бушуева Г. В.	86	Коренков В. В.	101
Васильев Л. С.	167, 173, 181	Коротичский А. В.	63
Васильев М. С.	191	Коршунов Л. Г.	60
Васильева В. В.	204	Котов В. Е.	330
Викарчук А. А.	258, 265	Котречко С. О.	87
Витязь П. А.	281	Крестников Н. С.	85
Вихорь Н. А.	225	Кудрявцев А. В.	279
Воленко А. П.	258	Кузнецов А. А.	298, 314
Волков А. Е.	39, 112	Кукареко В. А.	281
Волкова Г. К.	191	Кулак М. М.	293
Волнянская О. Ю.	310	Кундас С. П.	3, 10, 17
Вьюненко Ю. Н.	102, 104	Ларькин В. Ф.	279
Вяххи И. Э.	40	Лебедева Н. А.	207
Гальченко Н. К.	162, 196, 200	Лебедева Н. В.	146
Гашевский В. А.	154	Лукин Е. С.	213
Гирсова Н. В.	153	Лыс В. Ф.	181
Гишкелюк И. А.	10, 17	Макушев С. Ю.	85
Глазунова В. А.	191	Маленков М. И.	273
Глезер А. М.	292, 292	Малых Н. В.	310
Головин Ю. И.	97, 98, 99, 100, 101	Марихин В. А.	204
Гребко Д. З.	216	Миронов Ю. П.	196
Грехов М. М.	342	Мовчан А. А.	22
Григорьева Н. А.	152	Морозов М. М.	309
Громов В. Е.	309	Наркевич Н. А.	196
Дампилон Б. В.	162	Нарыкова М. Н.	18
Даниленко И. А.	191	Никонова И. В.	152
Дорошкевич А. С.	191	Носковец А. А.	102
Дубилет Д. С.	112	Нуруллаев Р. Л.	127
Дударев Е. Ф.	153	Ньюнт Со	22
Евард М. Е.	39, 112	Осташев В. В.	156
Емалетдинов А. К.	127, 128, 129, 131	Палистрант Н. А.	234
Житару Р. П.	119	Панин В. Е.	207
Замятина И. П.	72	Панов А. Н.	242, 251
Зворыгин Р. Г.	132, 139, 146	Пантелеенко Ф. И.	330
Зельдович В. И.	60, 61	Пантюхова О. Д.	47
Зиненкова Г. М.	86	Паршутин В. В.	119
Золотарев А. К.	292	Пасинковский Э. А.	119
Иваненков Д. А.	298, 314	Перлович Ю. А.	341, 342
Иванов А. М.	213	Пискаленко В. В.	309

Платов С. И.	303	Тамонов А. В.	63
Платонов Л. Л.	293	Терентьев Д. В.	303
Плешанов В. С.	207	Титух И. Н.	273
Поздняков В. А.	292	Тонконогов Б. А.	10, 17
Полякова Н. А.	85	Тюрин А. И.	97, 98, 99, 100
Попов Л. Е.	225	Тяпунина Н. А.	86
Попов Н. Н.	85, 279	Ушеренко С. М.	60
Потапов С. В.	97	Файзуллин Р. Р.	303
Прокошкин С. Д.	63, 85	Фесенко В. А.	341, 342
Пурыгин Н. П.	61	Фролова Н. Ю.	60, 61
Реснина Н. Н.	107	Хамидуллин И. Н.	128, 129
Рубаник В. В.	320, 325, 336, 345	Хейфец А. Э.	60, 61
Рубаник В. В. мл.	320, 336, 345	Хлебников В. В.	98, 99
Рубцов В. Е.	281	Хмелевская И. Ю.	63, 85
Румянцева И. Н.	293	Хомская И. В.	60
Ручко В. Н.	280	Хусаинов М. А.	81, 310
Рюмина Т. А.	186, 191	Цобкалло Е. С.	204
Сильченко Л. Г.	31	Чикова Т. С.	343, 344
Слободчиков М. В.	330	Шевченко О. Д.	156
Соколова Н. В.	330	Шеченко С. В.	87
Солнцев Ю. П.	146	Шикимака О. А.	216
Соловьева Ю. В.	47	Шкурпело А. И.	119
Старенченко В. А.	47, 72	Шушкевич В. Л.	345
Старенченко С. В.	72	Юнак М. А.	100
Стеценко Н. Н.	87	Юрьев А. Б.	309
Суворова Е. Б.	279	Ясников И. С.	258, 265

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Кундас С. П. (Минск/Беларусь) ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ - СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ	3-10
Кундас С. П., Тонконогов Б. А., Гишкелюк И. А. (Минск/Беларусь) МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И ТВЕРДОСТИ СТАЛЬНЫХ ДЕТАЛЕЙ ПРИ ЗАКАЛКЕ.	10-16
Кундас С. П., Тонконогов Б. А., Гишкелюк И. А. (Минск/Беларусь) ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ФОРМИРОВАНИЯ СВОЙСТВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ДЕТАЛЕЙ ПРИ ИНДУКЦИОННОЙ ЗАКАЛКЕ.	17
Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Амосова О.В., Нарыкова М.Н., Копылов В.И. (Санкт-Петербург, Минск/Беларусь) ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ МЕТОДОМ МАЛОУГЛОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ.	18-22
Мовчан А. А., Ньюнт Со, Казарина С. А. (Москва) ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ С ПОМОЩЬЮ АДДИТИВНОГО ПОТЕНЦИАЛА ГИББСА.	22-30
Сильченко Л. Г. (Москва) ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СТЕРЖНЯ ИЗ СПЛАВА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ ПРИ ОБРАТНОМ МАРТЕНСИТНОМ ФАЗОВОМ ПРЕВРАЩЕНИИ.	31-39
Бреган А. Д., Волков А. Е., Евард М. Е. (Санкт-Петербург) МОДЕЛЬ НАКОПЛЕНИЯ ОБРАТИМЫХ И НЕОБРАТИМЫХ ДЕФЕКТОВ ПРИ РОСТЕ МАРТЕНСИТНОГО КРИСТАЛЛА.	39
Вяххи И. Э. (Санкт-Петербург) СПЛАВЫ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЛИНЕЙНОГО ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ИСПОЛНИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ.	40-46
Старенченко В. А., Соловьева Ю. В., Пантюхова О. Д. (Томск) МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОГО И ТЕРМИЧЕСКОГО УПРОЧНЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ СПЛАВОВ, УПОРЯДОЧИВАЮЩИХСЯ ПО ТИПУ L12.	47-60
Зельдович В. И., Коршунов Л. Г., Хомская И. В., Фролова Н. Ю., Хейфец А. Э., Ушеренко С. М. (Екатеринбург) СТРУКТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СПЛАВАХ ЖЕЛЕЗА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПОТОКА ПОРОШКОВЫХ ЧАСТИЦ.	60-61
Зельдович В. И., Фролова Н. Ю., Хейфец А. Э., Пурыгин Н. П. (Екатеринбург) ДЕФОРМАЦИЯ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СТАЛИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН.	61-62
Коротыцкий А. В., Прокошкин С. Д., Тамонов А. В., Хмелевская И. Ю., Карцева Е. А. (Москва, Дубна) НЕЙТРОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ В19'-МАРТЕНСИТА СПЛАВА Ti-50.0 ат. %Ni ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ И НАПРЯЖЕНИЯ.	63-72
Старенченко С. В., Замятина И. П., Старенченко В. А. (Томск) ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ УПОРЯДОЧИВАЮЩИХСЯ СПЛАВОВ.	72-81
Андреев В. А., Хусаинов М. А., Бондарев А. Б. (Москва, В. Новгород) ВЛИЯНИЕ СТАРЕНИЯ СПЛАВА Ti-50,8 ат. % Ni НА ДОЛГОВЕЧНОСТЬ ПРИ МЕХАНИЧЕСКОМ ЦИКЛИРОВАНИИ.	81-83
Конева Н. А. (Томск) ВНУТРЕННИЕ ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЯ В УМЗ МАТЕРИАЛАХ.	84

Прокошкин С. Д., Хмелевская И. Ю., Боровков Д. В., Александрова Н. М., Макушев С. Ю., Полякова Н. А., Абрамов В. Я., Крестников Н. С., Попов Н. Н. (Москва, Саров) ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СВОЙСТВ И УСЛОВИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ШИРОКОГО МАРТЕНСИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА В СПЛАВАХ Ti-Ni-Nb С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ, ПОДВЕРГНУТЫХ ТЕРМИЧЕСКОЙ И ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ.	85
Бушуева Г. В., Зиненкова Г. М., Тяпунина Н. А. (Москва) ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ДИСЛОКАЦИОННУЮ НЕУПРУГОСТЬ КРИСТАЛЛОВ CdS.	86
Kotrechko S., Stetsenko N., Shevchenko S. (Kiev/ Ukraine) FAILURE MODEL OF TEXTURED POLYCRYSTALLINE METALS.	87-96
Головин Ю. И., Иволгин В. И., Тюрин А. И., Потапов С. В. (Тамбов) ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИКЛИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СУБМИКРОННЫХ ОБЪЕМОВ АМОРФНОГО СПЛАВА Pd ₄₀ Cu ₃₀ Ni ₁₀ P ₂₀ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО ИНДЕНТИРОВАНИЯ.	97
Головин Ю. И., Тюрин А. И., Бойцов Э. А., Хлебников В. В. (Тамбов) ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОМЕХАНИЗМОВ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В НАНООБЪЕМАХ ПРИ ДЕЙСТВИИ ВЫСОКИХ ЛОКАЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ.	98
Головин Ю. И., Тюрин А. И., Хлебников В. В. (Тамбов) СКОРОСТНЫЕ И МАСШТАБНЫЕ ФАКТОРЫ ФОРМИРОВАНИЯ ЧИСЛА НАНОТВЕРДОСТИ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАНОИНДЕНТИРОВАНИИ.	99
Головин Ю. И., Тюрин А. И., Юнак М. А. (Тамбов) ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПОЛЗУЧЕСТИ В СУБМИКРООБЪЕМАХ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАНОИНДЕНТИРОВАНИИ.	100
Головин Ю. И., Коренков В. В. (Тамбов) ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ, ИНДУЦИРУЕМЫЕ ВЫСОКИМ КОНТАКТНЫМ ДАВЛЕНИЕМ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАНОИНДЕНТИРОВАНИИ.	101
Вьюненко Ю. Н., Носковец А. А. (Санкт-Петербург) ОСОБЕННОСТИ ЭВОЛЮЦИИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В МЕТАЛЛАХ С ЭПФ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУР ФАЗОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ.	102-103
Вьюненко Ю. Н. (Санкт-Петербург) ЭПФ И СКРЫТАЯ ТЕПЛОТА ПРЕВРАЩЕНИЯ.	104-106
Беляев С. П., Реснина Н. Н. (Санкт-Петербург) ВЛИЯНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ТЕМПЕРАТУРНУЮ КИНЕТИКУ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВЕ TiNi.	107-111
Беляев С. П., Волков А. Е., Евард М. Е., Дубилет Д. С. (Санкт-Петербург) УПРАВЛЕНИЕ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ НИЗКОЧАСТОТНЫМИ МЕХАНИЧЕСКИМИ КОЛЕБАНИЯМИ ПОСРЕДСТВОМ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ.	112-118
Житару Р. П., Пасинковский Э. А., Паршутин В. В., Шкурпело А. И. (Кишинев/Молдова) ОСОБЕННОСТИ МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ СТАЛЕЙ, АЗОТИРОВАННЫХ РАЗЛИЧНЫМИ СПОСОБАМИ.	119-127
Емалетдинов А. К., Нуруллаев Р. Л. (Уфа) ДЕФЕКТЫ И МИКРОМЕХАНИЗМЫ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ АМОРФНЫХ МАТЕРИАЛОВ.	127-128
Емалетдинов А. К., Хамидуллин И. Н. (Уфа) МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ И ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ ОБРАБОТКЕ ЛОКАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГИИ.	128-129
Емалетдинов А. К., Хамидуллин И. Н. (Уфа) МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СУБСТРУКТУРЫ ПРИ ДЕЙСТВИИ НА ПОВЕРХНОСТЬ РАСПЛАВОМ.	129-130
Емалетдинов А. К. (Уфа) ТЕРМОДИНАМИКА И СИНЕРГЕТИКА ПЛАСТИЧНОСТИ, СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ И РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ.	131

Барахтин Б. К., Зворыгин Р. Г. (Санкт-Петербург) РЕЛЬЕФ ЗЕРЕН РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ОБРАЗАХ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ	132-139
Барахтин Б. К., Зворыгин Р. Г. (Санкт-Петербург) ОСОБЕННОСТИ УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКОЙ АККОМОДАЦИИ ПАКЕТОВ МАРТЕНСИТА В СТАЛЯХ ИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МУЛЬТИФРАКТАЛЬНОГО АНАЛИЗА ИЗОБРАЖЕНИЙ СТРУКТУР.	139-145
Зворыгин Р. Г., Лебедева Н. В., Солцев Ю. П. (Санкт-Петербург) ПОВЫШЕНИЕ ЭКСПЛУАТАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ ШТАМПОВЫХ АЗОТСОДЕРЖАЩИХ СТАЛЕЙ С РЕГУЛИРУЕМЫМ АУСТЕНИТНЫМ ПРЕВРАЩЕНИЕМ.	146-152
Григорьева Н. А., Ковалевская Т. А., Никонова И. В., Козлов Э. В. (Томск) ВЛИЯНИЕ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК НА ДЕФЕКТНУЮ СТРУКТУРУ СПЛАВА Al-Zu-Mg.	152
Кашин О. А., Дударев Е. Ф., Колобов Ю. Р., Гирсова Н. В. (Томск) ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ.	153-154
Гашевский В. А. (Богота/ Колумбия) ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР АТОМА ПРИМЕСИ В ПОЛЕ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ КРАЕВОЙ ДИСЛОКАЦИИ.	154-156
Осташев В. В., Шевченко О. Д. (Псков) ДИНАМИКА СТРУКТУРНОСТИ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ НА МЕЗОУРОВНЕ.	156-161
Гальченко Н. К., Дампилон Б. В., Белюк С. И. (Томск) ПОЛУЧЕНИЕ, СТРУКТУРА И СВОЙСТВА КОМПОЗИЦИОННЫХ ПОКРЫТИЙ СИСТЕМЫ «X20AG20-TiCN»	162-166
Васильев Л. С. (Ижевск) О КОНКУРЕНЦИИ ПРОЦЕССОВ СУБЛИМАЦИИ И ЛОКАЛЬНОГО ПЛАВЛЕНИЯ В КИНЕТИКЕ РОСТА УСТАЛОСТНЫХ ТРЕЩИН.	167-173
Васильев Л. С. (Ижевск) ФАЗОВЫЕ РАВНОВЕСИЯ И ПРОБЛЕМА ВОДОРОДНОЙ ХРУПКОСТИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ.	173-181
Бурнышев И. Н., Васильев Л. С., Лыс В. Ф. (Ижевск) ОСОБЕННОСТИ ЗАТУХАНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В НАВОДОРОЖЕННЫХ МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ.	181-185
Константинова Т. Е., Рюмшина Т. А. (Донецк/Украина) ВЛИЯНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА ТИТАНОВОГО СПЛАВА BT22.	186-190
Константинова Т. Е., Дорошкевич А. С., Даниленко И. А., Волкова Г. К., Глазунова В. А., Рюмшина Т. А., Васильев М. С. (Донецк/ Украина) ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СТРУКТУРУ ПИРОЭЛЕКТРИКОВ НА ОСНОВЕ LaBSiO ₅ И LaBGeO ₅ .	191-196
Наркевич Н. А., Гальченко Н. К., Миронов Ю. П., Белюк С. И. (Томск) РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАКРОНАПРЯЖЕНИЙ В СТРУКТУРЕ КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ ВЫСОКОАЗОТИСТОЙ СТАЛИ С КАРБОНИТРИДНЫМ УПРОЧНЕНИЕМ, ПОЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ НАПЛАВКОЙ.	196-199
Гальченко Н. К., Кашина Е. Е., Белюк С. И. (Томск) СТРУКТУРА И ТРИБОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ ПО НИТРИДОПЛАЗМЕННОЙ ТЕХНОЛОГИИ.	200-204
Васильева В. В., Цобкалло Е. С., Марихин В. А. (Санкт-Петербург) ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ОРИЕНТИРОВАННОГО ПОЛИЭТИЛЕНА С ПОМОЩЬЮ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.	204-207

Кибиткин В. В., Плешанов В. С., Лебедева Н. А., Панин В. Е. (Томск) ДЕФОРМАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ВБЛИЗИ ВЕРШИНЫ УСТАЛОСТНОЙ ТРЕЩИНЫ СМЕШАННОГО ТИПА (I+II).	207-212
Иванов А. М., Лукин Е. С. (Якутск) ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТЕРИ УСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМЫ С ДВУМЯ КОНЦЕНТРАТОРАМИ НАПРЯЖЕНИЙ.	213-216
Шикимака О. А., Грабко Д. З. (Кишинев/Молдова) ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ КВАРЦА ПРИ МИКРОИНДЕНТИРОВАНИИ.	216-224
Колупаева С. Н., Вихорь Н. А., Попов Л. Е. (Томск) ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ДИСЛОКАЦИОННОЙ ПОДСИСТЕМЫ В Г. Ц. К. МАТЕРИАЛАХ.	225-234
Палистрант Н. А. (Кишинев/ Молдова) МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ АМИНОСТИРОЛА.	234-241
Панов А. Н. (Минск/ Беларусь) СБОРНЫЕ НЕСУЩИЕ КОНСТРУКЦИИ, ПОДВЕРГАЕМЫЕ ЦИКЛИЧЕСКОМУ НАГРУЖЕНИЮ. СОЗДАНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО-НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ.	242-251
Панов А. Н. (Минск/ Беларусь) СБОРНЫЕ НЕСУЩИЕ КОНСТРУКЦИИ МАШИН. ПРОГНОЗИРОВАНИЕ НАДЕЖНОСТИ ПО КОМПЛЕКСНЫМ КРИТЕРИЯМ.	251-258
Викарчук А. А., Воленко А. П., Ясников И. С. (Тольятти) ФОРМЫ РОСТА ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ЭЛЕКТРООСАЖДЕНИИ МЕДИ, И ОСОБЕННОСТИ ИХ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ.	258-264
Ясников И. С., Викарчук А. А. (Тольятти) ТЕРМОДИНАМИКА ОБРАЗОВАНИЯ ПОЛОСТИ В НИТЕВИДНЫХ ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛАХ В ПРОЦЕССЕ ЭЛЕКТРООСАЖДЕНИЯ МЕДИ.	265-272
Маленков М. И., Титух И. Н. (Санкт-Петербург) РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАНСПОРТНЫХ И ОРИЕНТИРУЮЩИХ СИСТЕМ КОСМИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ.	273-278
Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Кудрявцев А. В., Суворова Е. Б. (Саров) РАЗРАБОТКА ОПЫТНОЙ ТЕХНОЛОГИИ РАЗБОРНОГО ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОГО СОЕДИНЕНИЯ ТРУБОПРОВОДОВ МУФТАМИ ИЗ НИКЕЛИДА ТИТАНА.	279
Ручко В. Н. (Донецк/ Украина) МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВРЕЖДЕНИЙ В РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ ОБЕСПЕЧЕНИЯ НАДЕЖНОСТИ ДЕТАЛЕЙ МЕТАЛЛУРГИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ.	280
Витязь П. А., Белый А. В., Кукареко В. А., Колубаев А. В., Рубцов В. Е. (Минск/Беларусь, Томск) МЕХАНИЗМ КОНТАКТНОГО РАЗРУШЕНИЯ ПРИ ТРЕНИИ МАТЕРИАЛОВ С МОДИФИЦИРОВАННЫМИ ИОНАМИ АЗОТА СЛОЯМИ.	281-291
Глезер А. М. (Москва) ЭФФЕКТЫ ЛОКАЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА АНТИФАЗНЫХ ГРАНИЦАХ.	292
Глезер А. М., Поздняков В. А., Блинова Е. Н., Камалов М. М., Золотарев А. К. (Москва, Черно- головка) РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ И ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕ- ФОРМАЦИИ.	292
Клубович В. В., Кулак М. М., Платонов Л. Л., Румянцева И. Н. (Минск/Беларусь) ГРАДИЕНТНЫЙ МАТЕРИАЛ, ПОЛУЧАЕМЫЙ МЕТОДОМ СВС-ЛИТЬЯ.	293-297
Кузнецов А. А., Иваненков Д. А. (Витебск/ Беларусь) ИССЛЕДОВАНИЕ УСТАЛОСТНЫХ СВОЙСТВ ТЕКСТИЛЬНЫХ НИТЕЙ МЕТОДАМИ ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ИСПЫТАНИЯ НА МНОГОКРАТНОЕ РАСТЯ- ЖЕНИЕ.	298-302

Платов С. И., Анцупов В. П., Кадошников В. И., Анцупов А. В., Терентьев Д. В., Файзуллин Р. Р. (Магнитогорск) ПОВЫШЕНИЕ ДОЛГОВЕЧНОСТИ ДЕТАЛЕЙ МЕХАНИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ИНСТРУМЕНТА ФРИКЦИОННЫМ ПЛАКИРОВАНИЕМ.	303-308
Юрьев А. Б., Иванов Ю. Ф., Громов В. Е., Морозов М. М., Пискаленко В. В. (Новокузнецк, Томск) ФОРМИРОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ В АРМАТУРЕ ПРИ ПЕРЫВИСТОМ ТЕРМОУПРОЧНЕНИИ.	309
Андреев В. А., Хусаинов М. А., Волнянская О. Ю., Малых Н. В. (В.Новгород, Москва) ВЛИЯНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ.	310-314
Кузнецов А. А., Иваненков Д. А. (Витебск/ Беларусь) ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЕТЕРОГЕННОСТИ СТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НА ПРОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕКСТИЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ.	314-320
Беляев С. П., Рубаник В. В., Рубаник В. В. мл. (Санкт-Петербург, Витебск/ Беларусь) ВЛИЯНИЕ ЗНАКОПЕРЕМЕННЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ПРОЦЕССЫ ПЛАСТИЧНОСТИ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ПАМЯТИ ФОРМЫ В TiNi.	320-324
Клубович В. В., Рубаник В. В. (Витебск/ Беларусь) ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ПРОЦЕСС УПЛОТНЕНИЯ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ.	325-329
Пантелеенко Ф. И., Котов В. Е., Соколова Н. В. Слободчиков М. В. (Новополоцк, Минск) О ПРОБЛЕМЕ НАДЕЖНОСТИ И ПРОФИЛАКТИКИ ТРЕЩИНО-ОБРАЗОВАНИЯ ТРУБ ИЗ СТАЛИ 15Х5М ПЕЧНЫХ ЗМЕЕВИКОВ.	330-336
Клубович В. В., Рубаник В. В., Бегунов М. А., Рубаник В. В. (мл.), Борозенцева Ю. Б. (Витебск/ Беларусь) ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕЗОНАНСНЫХ ОБРАЗЦОВ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ.	336-340
Перлович Ю. А., Исаенкова М. Г., Фесенко В. А. (Москва) РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСТАТОЧНЫХ МИКРОНАПРЯЖЕНИЙ И СУБСТРУКТУРНАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ В ТЕКСТУРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ: МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ВЫЯВЛЕННЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ.	341-342
Перлович Ю.А., Исаенкова М.Г., Фесенко В.А., Грехов М.М. (Москва) РАЗВИТИЕ ТЕКСТУРЫ И СТРУКТУРЫ В МЕТАЛЛАХ С ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ ПРИ РАВНОКАНАЛЬНОМ УГЛОВОМ ПРЕССОВА- НИИ.	342-343
Башмаков В. И., Чикова Т. С. (Санкт-Петербург, Мозырь/Беларусь) ГЕТЕРОГЕННОЕ ЗАРОЖДЕНИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ДВОЙНИКОВ ПРИ ИНДЕНТИРОВАНИИ.	343-344
Башмаков В. И., Чикова Т. С. (Санкт-Петербург, Мозырь/Беларусь) О СХОДСТВЕ ПРОЦЕССОВ МЕХАНИЧЕСКОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ, РАЗРУШЕНИЯ И МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ.	344
Шушкевич В.Л., Рубаник В.В., Рубаник В.В. мл. (Витебск/ Беларусь) ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В TiNi.	
ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ	347-348
СОДЕРЖАНИЕ	349-353

Научное издание

XLIII Международная конференция «Актуальные проблемы прочности»

Оформление и компьютерное макетирование Е. В. Черняевой

Подписано к печати 1.09.2004 г. Формат 60х84/16. Бумага офсетная № 1. Гарнитура «ТАИМС». Усл.печ.л. 42,875. Тираж 135 экз. Зак. № 336, в 2-х томах.

Учреждение образования «Витебский государственный технологический университет».

Лицензия № 02330/0133005 от 1.04.2004 г.

210035, г. Витебск, Московский пр, 72

Отпечатано на ризографе учреждения образования «Витебский государственный технологический университет»