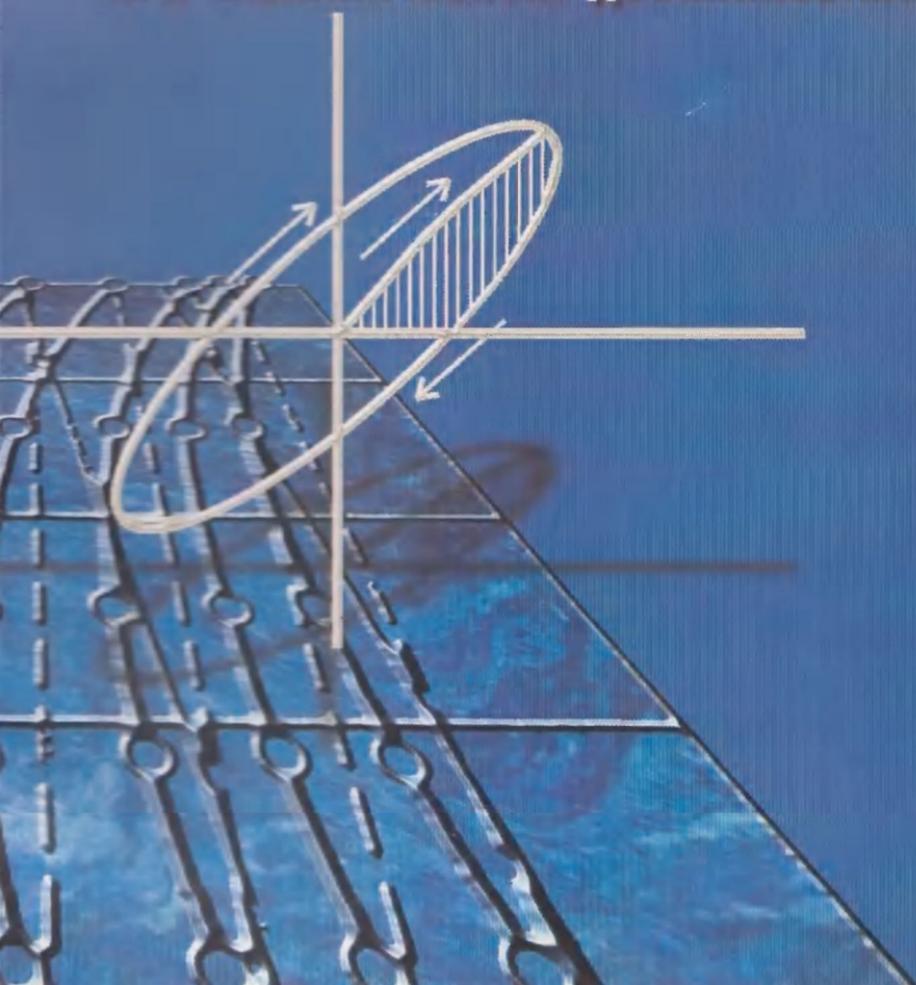


В. И. БАШМАКОВ
Т. С. ЧИКОВА

ПЛАСТИФИКАЦИЯ И УПРОЧНЕНИЕ
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ
ПРИ МЕХАНИЧЕСКОМ ДВОЙНИКОВАНИИ



В. И. Башмаков, Т. С. Чикова

**Пластификация и упрочнение
металлических
кристаллов при механическом
двойниковании**

Минск
«Технопринт»
2001

Башмаков В.И. Пластификация и упрочнение металлических кристаллов при механическом двойниковании / В.И. Башмаков, Т.С. Чикова – Мн.: УП «Технопринт», 2001. – 218с. – ISBN 985-6373-73-5.

Приведены результаты экспериментального исследования механического двойникования металлических кристаллов с гексагональной и ромбоэдрической структурами под действием статических, циклических и импульсных нагрузок. Выявлены закономерности кинетики двойниковых границ, свидетельствующие об аналогии механического поведения под нагрузкой единичной двойниковой прослойки и металлического макробразца.

Предложен единый феноменологический подход к описанию явлений пластификации и упрочнения на двойниковых границах, основанный на методе реологического моделирования. Установлен дислокационный смысл феноменологических параметров реологических уравнений состояния двойников при различных режимах деформирования.

Книга предназначена для научных работников, аспирантов и студентов, специализирующихся по физике твердого тела и материаловедению.

Ил. 58. Библиогр.: 232 назв.

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук, проф. В. Г. Шепелевич (Белорусский государственный университет), д-р физ.-мат. наук, проф. В. А. Лиопо (Гродненский государственный университет им. Я. Купалы)

Утверждено к печати редакционно-издательским советом Мозырского государственного педагогического института им. Н. К. Крупской

ПРЕДИСЛОВИЕ

Механическое двойникование относится к фундаментальным явлениям в кристаллических системах, однако физические представления о его роли в процессах пластической деформации, разрушения и фазовых превращений к настоящему времени окончательно не сформированы. Многие аспекты двойникования металлических кристаллов остаются малоизученными и спорными.

Проявлению двойниковой перестройки структуры способствуют динамические нагрузки и низкие температуры деформирования. Расширение диапазона рабочих параметров, при которых эксплуатируется современная техника, приводит к тому, что механическое двойникование становится неотъемлемым видом деформации обычных конструкционных материалов. Практическое освоение ряда высокопрочных и технологически перспективных металлов и сплавов сдерживается из-за невозможности управления пластической деформацией двойникованием, что в свою очередь обусловлено отсутствием четкой физической картины развития этого процесса в реальных кристаллах.

В последние годы большой интерес приобрело исследование эффекта памяти формы. Как оказалось, многие особенности механического поведения металлов, обладающих "памятью", находят свое объяснение с учетом закономерностей развития единичных двойниковых прослоек. Это обстоятельство привело к новому пониманию научной значимости ранее полученных авторами экспериментальных данных по изучению кинетики двойникования металлов и по-

требовало их системного анализа с единой точки зрения.

Книга состоит из экспериментальной и теоретической частей. В первой части (гл. 2) обобщены результаты экспериментального исследования механического двойникования металлов с ГПУ и ромбоэдрической решетками под действием статических, переменных и импульсных нагрузок, проведенного авторами в разные годы, в том числе совместно с В. М. Косевичем, Н. Г. Яковенко, М. Е. Босиным, М. М. Бродским, И. И. Папировым, П. Л. Пахомовым, И. М. Неклюдовым, Ф. Ф. Лаврентьевым и др. Поскольку техника выполнения экспериментов подробно изложена в опубликованных статьях, описания методик деформирования кристаллов и процедур измерений в книге опущены.

Глава 2 не претендует на полноту анализа всей совокупности экспериментальных работ, выполненных авторами, в ней рассматриваются только те из них, в которых изучались возможности управления механическим двойникованием с целью повышения пластичности и прочности металлических кристаллов.

Для проверки концепций обобщающего характера проведен ряд новых экспериментов, полученные результаты так же приводятся.

Все описанные в гл. 2 экспериментальные данные убедительно подтверждают идею Р. И. Гарбера о сходстве механических свойств единичной двойниковой прослойки и кристаллического макрообразца. Это положение составило основу теоретической концепции феноменологического анализа явлений упрочнения-разупрочнения на границах двойниковых прослоек.

Во второй части (гл. 3) предложен единый макроскопический подход к количественному описанию механического поведения двойниковых прослоек в металле при различных режимах нагружения с использованием дифференциальных уравнений напряженно-деформированного состояния кристалла. Такой метод оценки упруго-пластических свойств материала широко используется в физике твердого тела, однако для расчета механических эффектов при двойниковании применен впервые. Хорошее совпадение теоретических выводов с экспериментальными результатами подтверждает правильность основополагающей теоретической гипотезы и дает основание полагать, что подобный подход может быть полезен и для описания сход-

ных физических явлений.

Дислокационные трактовки (гл. 4) феноменологических параметров реологической теории двойникового установливают связь макро- и микрохарактеристик ансамбля двойникующих дислокаций, образующих остаточную двойниковую прослойку в металле.

Полученные результаты вносят вклад в формирование физических основ пластической деформации двойникованием реальных кристаллов, а также позволяют наметить пути практического решения проблемы упрочнения и пластификации двойникующихся металлов с гексагональной и ромбоэдрической решетками.

На протяжении ряда лет методологические аспекты проблемы изучения двойникового металлических кристаллов, постановки новых задач и конкретные результаты обсуждались с такими классиками современного материаловедения как Р. И. Гарбер, Г. В. Курдюмов, М. В. Классен-Неклюдова, М. П. Шаскольская, В. И. Старцев, И. А. Гиндин, Я. Е. Гегузин, Л. Г. Хандрос, В. Ф. Моисеев, В. С. Бойко. Их поддержка, полезные замечания и дискуссии содействовали углублению понимания физической сути изучаемого явления и стимулировали исследования, за что авторы им глубоко признательны и благодарны.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

L	– длина двойниковой прослойки,
d	– ширина двойниковой прослойки,
ε	– деформация двойникованием,
τ	– касательные напряжения в плоскости двойникования,
τ_0	– напряжение, при котором прервано двойникование при знакопеременном нагружении, амплитуда пульсирующих напряжений,
τ_k	– напряжение промежуточной разгрузки,
τ^*	– атермическая составляющая внутренних напряжений,
n	– число циклов переддвойникования,
β	– баушингеровское смещение двойниковых границ,
δ	– суммарное смещение двойниковых границ,
$\tilde{\delta}$	– относительное смещение двойниковых границ,
Q^{-1}	– локальный декремент затухания,
ΔS	– площадь гистерезисной петли,
S	– площадь под кривой первичного нагружения,
T^*	– время, необходимое для снятия гистерезисной петли,
G_1 и G_2	– упругий модуль двойниковой границы и матрицы кристалла,
G^*	– полный упругий модуль реологической модели,

- μ — коэффициент Пуассона,
- τ_{np1} и τ_{np2} — предел текучести для скольжения в сдвойникованной части кристалла и в матрице кристалла,
- η_1 и η_2 — коэффициенты вязкости движения двойниковой границы при раздвойниковании и при прямом двойниковании,
- t — время,
- t_ϵ — время релаксации напряжения при постоянной деформации,
- t_τ — время релаксации деформации при постоянном напряжении,
- C и C' — постоянные скорости нагружения и разгрузки кристалла,
- $T_{нагр}$ и ω — период и частота изменений действующих механических напряжений,
- V_s и V_n — тангенциальная и нормальная скорости движения двойниковых границ,
- $V_{дв}$ — скорость двойникующих дислокаций,
- $\rho_{пир}$ и ρ_n — плотности пирамидальных дислокаций и дислокаций "леса",
- $\rho_{дв}$ и $\rho_{ср}$ — линейная и средняя плотности двойникующих дислокаций,
- b , b_n , b_λ — векторы Бюргерса двойникующей дислокации, полной дислокации, дислокации "леса",
- s — удельный кристаллографический сдвиг атомов при двойниковании,
- a — межплоскостное расстояние в направлении движения двойниковой границы,
- γ — активационный объем,
- $\tilde{\gamma}$ — аналог активационного объема,
- $\nu_{соб}$ — собственная частота колебаний сегментов дислокаций,
- Δq — изменение свободной энергии, связанное с преодолением двойникующей дислокацией препятствий,
- T — абсолютная температура,
- k — постоянная Больцмана.

ВВЕДЕНИЕ

Наука о прочности занимает важнейшее место в физике твёрдого тела, поскольку механические свойства конструкционных материалов определяют многие стороны научного прогресса. Развитие науки и техники ставит перед исследователями-металлофизиками задачи создания материалов с принципиально новыми физическими свойствами и разработки надёжной теории, способной объяснить их механическое поведение в разных экспериментальных ситуациях.

Дислокационная концепция, предложенная в начале двадцатого столетия как остроумное геометрическое построение для объяснения катастрофически низкой прочности реальных материалов по сравнению с теоретическими предсказаниями, стала стройной теорией, которая трактует пластическую деформацию как результат возникновения, движения и взаимодействия дислокаций. На её основе разработаны и эффективно применяются различные методы упрочнения материалов, наиболее важными из которых являются способы деформационного упрочнения.

Несмотря на несомненные успехи теории дислокаций в интерпретации закономерностей поведения кристаллических тел при различных условиях нагружения, до сих пор не удалось количественно связать движение отдельных дислокаций и их ансамблей на микроуровне с интегральными механическими характеристиками, учитывающими реальную структуру кристалла и условия его деформирования. Экспериментальные исследования с использованием электронной микроскопии высокого разрешения показали, что макроско-

пические свойства твердых тел часто определяются процессами, протекающими в областях, протяженность которых слишком мала с точки зрения макроскопического масштаба, но в которые вовлекаются очень большие группы атомов по сравнению с элементарной ячейкой. Явления такого масштаба изучает мезоскопическая механика, интенсивно развивающаяся в последнее время. Границы двойников, мартенситные кристаллы, дислокационные стенки – мезоскопические элементы кристаллической структуры.

Эволюция мезоскопических объектов под нагрузкой определяет не только пластичность и прочность материалов. Двойниковые границы влияют на электрические, магнитные, оптические свойства кристаллов, на сверхпроводимость. Принципиально возможно использование границ раздела фаз и двойников в качестве узлов накопления и переработки информации. Целенаправленное управление процессами зарождения и развития мезоскопических образований привело к открытию в некоторых сплавах необычных свойств, названных эффектом памяти формы.

Важно отметить, что единичные двойники и включения термоупругого мартенсита при внешних воздействиях обратимо изменяют свои размеры с проявлением гистерезисных свойств. Их развитие под нагрузкой описывается диаграммами "напряжение-деформация", подобными аналогичным кривым для макрообразцов. Такое сходство позволяет использовать классические модели и уравнения макрореологии для количественного описания механического поведения мезоскопических объектов.

В настоящее время не существует общей теории пластической деформации, описывающей механическое двойникование в металле в условиях предшествующего и сопутствующего скольжения, которая удовлетворительно объясняла бы физическую суть явления, а также позволяла прогнозировать поведение сдвойникованных металлов под нагрузкой.

Изучать деформационные двойники в металле очень сложно. Из-за непрозрачности металлических кристаллов течение процесса пластической деформации в объеме образца наблюдать невозможно. Для количественного описания двойникования металлов отсутствуют единые характеристики, позволяющие унифицировать обсуждение

результатов различных авторов. Кроме того, нет надежных общепринятых методик исследования. Изучение двойникования по аналогии со скольжением дает количественные результаты, которые у различных исследователей для кристаллов одного состава отличаются в сотни раз [1]. Как правило, двойникование в металлическом кристалле рассматривается не как самостоятельное явление, а лишь как фактор, осложняющий пластическую деформацию скольжением. Имеющиеся в литературе сведения по этой проблеме носят разрозненный и зачастую противоречивый характер.

Работа исследователей в этой области затруднена еще и тем, что в мировой литературе по изучению механического двойникования кристаллов имеется лишь несколько монографий [1, 2], и те посвящены в основном экспериментальным и теоретическим аспектам механического двойникования ионных кристаллов.

Для выяснения наиболее общих закономерностей механического двойникования металлов и создания адекватной дислокационной теории этого явления необходимо накопление систематических данных по экспериментальному изучению поведения двойниковых прослоек при различных режимах нагружения.

В книге приведены результаты экспериментального и теоретического исследования закономерностей двойникования металлов с гексагональной и ромбоэдрической структурами, которые вносят вклад в разработку физических основ микромеханики пластической деформации двойникованием металлических кристаллов. Данные о поведении двойниковых границ при статических, знакопеременных и импульсных режимах нагружения углубляют и расширяют представления о значении различных факторов в кинетике двойниковой перестройки металлов, а также о роли механического двойникования в процессах пластической деформации и разрушения кристаллических тел.

Определены характеристики, которые однозначно и объективно описывают процесс механического двойникования металла на разных этапах деформирования. Для единичной двойниковой прослойки таковыми являются: предел текучести и кривая упрочнения для границы раздела, величина упругого смещения двойниковой границы из-за обратной перестройки кристаллической решетки после сня-

тия нагрузки, площадь гистерезисной петли при знакопеременном нагружении, локальный декремент затухания, баушингеровское смещение и относительное изменение предела текучести границы двойника при изменении знака механических напряжений, скорость двойниковой перестройки кристаллической решетки. Поскольку развитие коллективов механических двойников носит вероятностный характер, их объективное количественное описание возможно только в терминах теории вероятностей и математической статистики. Установлено, что статистические графики распределений клиновидных двойников по размерам и по плотностям двойникующих дислокаций на границах – устойчивые и хорошо воспроизводимые количественные характеристики развития пластической деформации двойникованием у концентраторов напряжений в металле.

Обнаружены и объяснены новые специфические явления на двойниковых границах, которые не имеют аналогов при пластической деформации скольжением: эффект потери упрочнения при промежуточной разгрузке образцов, перераспределение деформации на границах взаимодействующих двойников, отсутствие корреляции между процессами генерирования и перемещения двойникующих дислокаций на границах клиновидных двойников.

Установлено, что деформирование двойникующихся металлов пульсирующими нагрузками приводит к тому, что механическое двойникование становится резервом пластичности материала. При этом вклад двойникования в общую деформацию увеличивается в несколько раз, понижаются кривые упрочнения, характеризующие развитие двойников. В результате роста сдвойникового объема происходит уменьшение предела текучести для скольжения по кристаллографическим плоскостям, в которых ранее оно не протекало в силу ориентационного запрета, а в тонких двойниках не могло развиваться из-за сдерживающего влияния двойниковых границ. Повышение пластичности кристаллов при пульсирующих нагрузках в результате взаимодействия двойникования и скольжения – новое качество материала, не проявляющееся в случаях чистого двойникования или скольжения.

Основной целью монографии является теоретическое объяснение экспериментально установленных явлений на границах единич-

ных остаточных двойников при различных условиях деформирования металлических кристаллов.

Предложенный макроскопический подход, основанный на реологическом моделировании механического поведения двойниковой прослойки под нагрузкой, дает адекватное описание процессов упрочнения и разупрочнения на границах раздела, что подтверждается сопоставлением выводов теории с экспериментом. Анализ феноменологических параметров в рамках дислокационных представлений обнаруживает хорошее совпадение количественных результатов их численных определений, исходя из модельных теоретических соотношений для различных режимов деформирования. Это свидетельствует в пользу объективности физической модели остаточной двойниковой прослойки в реальном кристалле как скопления двойникующих дислокаций мезоскопического масштаба, эволюция которой под воздействием внешних механических напряжений обусловлена коллективными и индивидуальными свойствами дислокаций.

ГЛАВА 1

АНАЛИЗ СОСТОЯНИЯ ПРОБЛЕМЫ

§ 1.1. Роль механического двойникования в процессах пластической деформации, разрушения и фазовых превращений

Двойникование как вид пластической деформации было открыто более ста лет назад Мюгге [3], однако его систематическое исследование впервые проведено Р.И. Гарбером [4, 5]. К настоящему времени в отечественной литературе имеется единственная монография М. В. Классен-Неклюдовой [1], посвященная этому виду пластической деформации кристаллов. Основная часть оригинальных работ по изучению двойникования и его роли в процессах пластической деформации, разрушения и фазовых превращений выполнена в последние 30-40 лет.

Исследование механического двойникования кристаллических тел можно разделить на два этапа.

На начальной стадии среди ученых существовало мнение, что двойникование и скольжение – независимые явления и, если двойникование протекало одновременно со скольжением, ему отводилась второстепенная роль как фактору, осложняющему скольжение. В этот период преобладали работы по выяснению основных закономерностей двойникования в чистом виде, в частности, по изучению зависи-

мости геометрических размеров упругих двойников от внешней нагрузки [6-9], стадийности процесса структурной перестройки кристалла [10, 11], определению кристаллографических элементов двойникования [12, 13]. Постановка задач исследования диктовала выбор соответствующих материалов для проведения эксперимента, поэтому подавляющая часть указанных работ выполнена на кристаллах кальцита, двойникование которых не сопровождается скольжением.

Изучение двойникования металлов долгое время носило спорadicкий характер. Исследователи интересовались в основном не столько закономерностями развития собственно двойникования металлов, сколько поисками особенностей и аномалий скольжения, связанных с возникновением двойниковой структуры. В отдельных случаях при деформировании металлов предпринимались специальные меры для предотвращения процесса скольжения с целью изучения двойникования в чистом виде [14].

Этот этап исследования в определенной степени можно считать завершенным, поскольку накоплено большое количество экспериментальных данных по зарождению и развитию двойниковых прослоек в различных металлических и неметаллических кристаллах, изучены закономерности атомных перемещений при механическом двойниковании, теоретически исследован и экспериментально обоснован дислокационный механизм этого явления [15-17], сформировано понимание сложных температурных зависимостей процессов перестройки кристаллической решетки в двойниковое положение при различных уровнях действующих напряжений [18]. На основе концепции о дислокационном скоплении, расположенном в одной кристаллографической плоскости, создана фундаментальная теория тонких двойников [19, 20], экспериментально определены ее феноменологические параметры [21, 22]. Одним из наиболее важных результатов, достигнутых в этот период, является выяснение кристаллографической универсальности двойникования. Этот вид пластической деформации наблюдается во всех кристаллических системах [23-29], причем его основные закономерности проявляются одинаково как в ионных, так и в металлических кристаллах [1]. Всё это позволило сделать важный вывод, имеющий определяющее значение для

формирования методологии экспериментального и теоретического исследования: механическое двойникование не определяется типом межатомной связи, а является фундаментальным атрибутом кристаллической системы, обусловленным анизотропией упругих свойств решетки [30-33]. Более того, оказалось, что существует большое сходство как в кинетике протекания, так и в теоретической трактовке ряда физических явлений, в основе которых лежат процессы зарождения, размножения и движения дислокаций различных типов. Многие феноменологические параметры, а также дислокационные модели процессов формирования единичных двойников [19, 20], незавершенных полос скольжения [34], мартенситных игл [35] и тонких трещин [36] аналогичны. Это связано, прежде всего, с особенностями распространения пластической деформации в кристаллическом веществе. Принципиально новые данные в одной из перечисленных областей приводят к прогрессу познания во всех вопросах пластической деформации, разрушения и фазовых превращений.

Первый этап экспериментального исследования механического двойникования кристаллов в значительной мере освещен в монографии М. В. Классен-Неклюдовой [1], а итоги теоретического анализа подведены в книге А. М. Косевича [37].

После 1960 года центр тяжести в изучении двойникования стал смещаться в сторону исследования деформации реальных кристаллов, в частности, металлов. К настоящему времени выяснено, что двойникование и скольжение не независимые виды пластической деформации, а во многом взаимообуславливающие друг друга процессы [38-42]. Скольжение почти всегда предшествует двойникованию и на всех стадиях сопутствует двойниковой перестройке кристаллической решетки. Кроме того, для металлов наиболее характерным является то, что они не находятся в термодинамически равновесном состоянии и при любых температурах содержат обширный спектр дефектов, обеспечивающих структурную чувствительность их свойств [43]. Естественно, что двойниковая прослойка в процессе роста под нагрузкой взаимодействует с различными структурными дефектами и основные свойства границ раздела "двойник-материнский кристалл" в значительной степени определяются этими взаимодействиями [44-51].

Механическое двойникование в металле, в особенности на начальном этапе развития, — типичное мезоскопическое явление [52]. По масштабу охватываемых объемов кристалла оно занимает промежуточное положение между микро- и макропроцессами. На начальной стадии зарождения и развития деформации в двойниковую перестройку вовлекается настолько большое число атомов, что в их перемещении наблюдаются элементы коллективного поведения, в то же время относительный объем передвойникового на этой стадии материала слишком мал, чтобы оказать заметное влияние на большинство физических характеристик аддитивного характера.

Двойниковые прослойки в кристалле образуются теми же атомными группировками, что и основная решетка, но с отличной от матрицы ориентировкой [53, 54]. По своим свойствам, в том числе и механическим, они проявляют определенную автономность относительно основной части кристалла и отделены от нее границами, образованными двойникующими дислокациями, то есть скоплениями дефектов кристаллической решетки, которые охватывают сотни кристаллографических плоскостей. В связи с этим в окрестностях двойниковых границ наблюдается неравномерность распределения локальных механических напряжений, образуются очаги перенапряжений, инициирующие дальнейшее развитие двойникования, сопутствующего скольжения или локального разрушения материала [55]. Градиент искажений кристаллической решетки в объемах образца, примыкающих к двойниковым границам, вызывает направленную диффузию, которая со временем приводит к локальному изменению химического состава материала в области границ раздела. В окрестностях границ двойника протекают также процессы перехода искаженной кристаллической решетки в термодинамически более устойчивое состояние.

В зависимости от геометрических особенностей механических двойниковых прослоек, которые чаще всего представляют собой в объеме образца тонкие протяженные ламели переменной толщины, они могут иметь различные функции. В деформированных металлических кристаллах в зависимости от ориентации двойники либо выполняют роль упрочняющего фактора, либо являются причиной заметного разупрочнения. В последнем случае характер элементарных

процессов на границах двойников столь значительно отличается от соответствующих элементарных дислокационных актов в матрице, что полностью определяет реальную прочность тела [56]. По мере развития двойниковых образований в материале формируются большие внутренние поверхности, влияющие на кинетику многих физических процессов, и это приводит к заметному изменению ряда фундаментальных свойств кристаллической среды. Мезоскопический масштаб процесса двойникования в металлах сильно затрудняет создание теоретических представлений, охватывающих все макро- и микроособности этого явления.

Исторически сложилось так, что изучение двойникования в металлах с самого начала преследовало чисто практические цели. Во многих сплавах на основе железа, широко используемых в технике, двойникование и разрушение оказались тесно связанными [57, 58]. Из-за сложности проблемы, обусловленной многофакторной зависимостью двойникования в металлах, трактовка экспериментальных результатов в большой степени определяется точкой зрения исследователей. Например, до сих пор в значительном числе работ, посвященных этой проблеме, двойникование рассматривается в двух взаимоисключающих аспектах: как процесс, стимулирующий зарождение трещин и облегчающий разрушение материала [55, 56, 59], или как фактор релаксации напряжений, способствующий снижению концентрации напряжений, предотвращающий образование разрывов сплошности, тормозящий развитие трещин и в результате – препятствующий разрушению [60-62]. Если эти факты рассматривать исходя из общефизических соображений, то налицо парадоксальность ситуации. Механическое двойникование представляет собой один из способов пластической деформации и потому его следует рассматривать как резерв пластичности материала. С другой стороны, двойниковые границы являются местами с пониженной прочностью и, следовательно, при определенных условиях могут служить причиной разрушения. Кроме того, двойниковые прослойки в кристалле простираются на значительные расстояния, они создают мощные механические напряжения и способны воздействовать на распространяющуюся трещину. При этом разрушение материала будет ускоряться, замедляться или полностью останавливаться в зависимости от

характера и величины упругих напряжений, связанных с двойниками, а также от протяженности областей их локализации [63].

Вопрос взаимосвязи двойникования и разрушения в настоящее время интенсивно изучается и уточняется, причем указанные выше альтернативные точки зрения последовательно развиваются различными исследователями.

Такой противоречивый подход к изучению механического двойникования связан с недооценкой влияния условий протекания процесса в реальном кристалле на характер его проявления. При образовании двойника и его развитии с ростом механических напряжений реализуется коллективное движение больших ансамблей двойнивающих дислокаций. Численный расчет их энергии и равновесной конфигурации [64, 65], динамических характеристик скоплений двойнивающих дислокаций в зависимости от уровня действующих напряжений [66] и прочностных свойств сдвойникованных объемов материала в различных вариантах взаимодействия возможных систем скольжения и двойникования при изменении ориентации сдвойникованной структуры по отношению к приложенной нагрузке [67-69] даже при учете далеко не всех определяющих факторов показывает, что двойниковые границы в металлах – чрезвычайно сложные объекты для исследования.

В масштабе межатомных расстояний некогерентные границы двойников охватывают довольно широкие слои, образуя полосы приспособления ориентировки решетки исходного кристалла к решетке двойниковой прослойки. В зонах аккомодации атомные связи ослаблены, в результате чего основные физические характеристики переходных областей отличаются от соответствующих параметров как матрицы, так и сдвойникованных объемов. И хотя механическое двойникование до сих пор изучается в основном в связи с поисками практических возможностей его вклада в повышение реальной прочности и пластичности технологически наиболее важных материалов, например, в формирование текстур проката ГЦК-металлов [70] или в повышение прочности кристаллов мартенсита в результате двойникования [71], известно также о влиянии двойникования на термодинамические [72], магнитные [73] и электрические [74-78] свойства кристаллической решетки, о возможности использования двой-

никовой структуры для упрочнения материала в условиях деформирования при высоких давлениях [79, 80]. Все это свидетельствует о том, что исследование механического двойникования становится одной из наиболее актуальных проблем физики твердого тела.

Развитие представлений о механизмах движения дислокаций в кристаллической решетке [81-83] и о физической природе прочности [84] стимулирует углубленное и расширенное изучение двойникования. Один из принципиальных моментов, определяющих кинетику двойникования металлов, связан с тепловыми колебаниями кристаллической решетки, роль которых в процессах пластической деформации очень велика. Ими обусловлены элементарные акты зарождения и перемещения дислокаций, а также начальные стадии разрушения. Тепловые колебания атомов – определяющий фактор в формировании температурно-временных зависимостей деформирующих и разрушающих усилий. Изучение двойникования кристаллов кальцита [85-89] показало, что развитие двойниковых прослоек при разных уровнях действующих напряжений может осуществляться двумя способами: термоактивируемым, когда кинетика двойникования контролируется тепловыми флуктуациями; либо атермически, то есть в условиях, при которых тепловые колебания атомов не оказывают определяющего влияния на скорость перестройки кристалла в двойниковое положение. Очевидно, что эти обстоятельства нужно учитывать при выяснении причин необычной температурной зависимости интенсивности двойникования в металлах [62, 90-92].

Проясняется важная роль двойникования в поведении мартенситных кристаллов под нагрузкой [93-95]. Действие на такие кристаллы внешних механических напряжений приводит к перераспределению в них структур с основной и двойниковой ориентациями. При этом особенности уникальных свойств – сверхупругость и эффект памяти формы – таких сплавов как медь-алюминий-никель, никель-титан, железо-никель, железо-марганец, нержавеющей стали X18H10T и др. полностью обусловлены свойствами двойниковых границ и их зависимостью от температуры, времени действия и интенсивности внешней нагрузки, а также прочих факторов [96].

Таким образом, под влиянием запросов развивающейся техники, расширения как ассортимента используемых материалов, так и

диапазона условий их эксплуатации, в физике твердого тела сложилось мощное научное направление по изучению фундаментальных закономерностей зарождения и развития механических двойников в реальных кристаллах и влияния двойникового на физические характеристики материалов. Специфические свойства двойниковых границ, их зависимость от условий возникновения и развития двойника [97-100], разнообразие вариантов взаимодействия двойникоующих дислокаций с дефектами структуры, чувствительность как дефектов, так и границ двойников к температуре и режимам нагружения [96, 101-108], непредсказуемость поведения двойниковых границ в различных экспериментальных ситуациях даже в случае единичных прослоек, невозможность управления этим процессом, трудности контроля за изменением строения двойниковых границ, определяющее влияние структурных неоднородностей на динамические характеристики двойников [109-111], нестабильность свойств и структуры границ раздела во времени из-за интенсивных диффузионных процессов в поле ориентированных и резко спадающих напряжений в объемах кристалла, примыкающих к границам раздела [112, 113], и, наконец, необходимость изучения перечисленных явлений на дислокационном и атомарном уровнях характеризуют исключительную сложность проблемы исследования двойникового металлов в методическом, экспериментальном и теоретическом отношениях.

Поскольку в данной книге основное внимание сосредоточено на экспериментальном изучении и количественном описании механических свойств единичных двойников в металлах, целесообразно, суммируя сказанное, особо выделить условия, в которых двойникование проявляется существенно различными способами. При этом следует подчеркнуть, что общие закономерности зарождения и развития двойниковой перестройки в разных кристаллографических системах одинаковы и эти различия полностью обусловлены предшествующими и сопутствующими процессами сдвигообразования.

1. Наиболее подробно изучено, так называемое, чистое двойникование без сопутствующего скольжения в минералах, в частности, в кальците. На начальных стадиях пластическая деформация двойникованием полностью обратима. Экспериментальное исследование закономерностей развития тонких двойников в ионных кристаллах

положено в основу дислокационной теории упругого двойникования. Предложенные для описания поведения двойников уравнения имеют решения только для частных случаев. Данная теория совершенно не применима для количественного описания двойникования, сопровождаемого скольжением.

2. Во всех металлах двойникование протекает в условиях предшествующего и сопутствующего скольжения. Многие авторы работ считают, что это конкурирующие процессы, однако по мере расширения фронта исследований подобная точка зрения становится всё менее категоричной. Дислокационные механизмы двойникования и скольжения схожи, но атомные перестройки в этих процессах принципиально отличаются. В ходе двойникования межатомные связи не разрываются и не нарушается соседство атомов. При скольжении происходит непрерывное разрушение и восстановление связей, что сопровождается перемещением атомов в соседних кристаллографических плоскостях. Двойникование и скольжение в подавляющем большинстве случаев, взаимодействуя путем приемлемых дислокационных реакций, совместно обеспечивают пластичность кристаллов.

3. Более сложная ситуация возникает при одновременном протекании двойникования и разрушения. Именно эти процессы следует считать конкурирующими. Однако анализ всех имеющихся на сегодняшний день экспериментальных данных в этой области исследований позволяет утверждать, что двойникование чаще выступает как процесс, предохраняющий материал от локального разрушения. Во всех кристаллических структурах природой предусмотрен механизм, обеспечивающий переход атомов в другие положения устойчивого равновесия при большой концентрации механических напряжений. В новые, двойниковые, позиции атомы переходят коллективно с большой скоростью во многих кристаллографических плоскостях одновременно. При этом решаются две задачи: а) происходит релаксация внутренних напряжений – часть упругой энергии расходуется на перестройку решетки, часть преобразуется в поверхностную энергию границ раздела, оставшаяся часть – распределяется в объеме; б) sdвойникованное состояние решетки обеспечивает прочность кристалла при действии большой внешней нагрузки соответ-

ствующей ориентации. Если в дальнейшем двойникование и разрушение осуществляются в одном диапазоне напряжений, то результирующая картина сдвигообразования в кристалле зависит от локальной ситуации: либо двойниковые прослойки тормозят движение вершины трещины и предотвращают разрушение, либо стимулируют его, предоставляя развивающейся трещине дополнительные возможности (перенапряженные границы, удобно ориентированные в сдвоенной части плоскости спайности, каналы Розе) для реализации процесса.

4. В наиболее чистом виде механическое двойникование осуществляется совместно с образованием термоупругого мартенсита. В этом случае двойникование, являясь носителем обратимости деформации, в качестве равноправного партнера обеспечивает уникальные и разнообразные проявления различных эффектов памяти формы. Знание и учет закономерностей формирования и развития двойниковых границ в различных ситуациях не только позволяют глубже понять механизмы необычных явлений в сплавах с "памятью", но и определяют дальнейшее, более глубокое изучение этих свойств материала.

Представляется, что потенциальные возможности исследования механического двойникования кристаллов далеко не исчерпаны ни в общенаучном, ни в прикладном отношении.

§ 1.2. Эффект памяти формы и механическое двойникование

В последние десятилетия интенсивно развивается новое научное направление, связанное с изучением комплекса особых свойств сплавов, обусловленных структурно обратимыми мартенситными превращениями. Эти свойства получили название "эффекта памяти формы". Физическая суть эффекта заключается в полном или частичном восстановлении формы пластически деформированного (иногда на десятки процентов) тела при нагреве, охлаждении или в изотермических условиях после снятия нагрузки [100, 114-122].

Обратимость пластической деформации определяет неупругие свойства твердых тел. Незначительная неупругость проявляется во всех металлах и сплавах, она ухудшает рабочие характеристики упругих элементов приборов и конструкций при длительной эксплуатации в условиях действия циклических нагрузок. В сплавах с "памятью" наблюдается аномально высокое проявление неупругости [123], что создает возможности практического использования этих свойств. Открытие и подробное изучение эффекта памяти формы привело к созданию класса материалов с необычными функциональными возможностями. Эти материалы нашли практическое применение в решении многих инженерных и технологических задач на основе новых физических принципов.

Первой работой, посвященной термоупругому поведению мартенсита, была статья Г. В. Курдюмова и Л. Г. Хандроса, опубликованная в 1949 году [124], в которой сказано: "Кристалл мартенсита должен вести себя подобно упругому двойнику: роль механической нагрузки здесь играет изменение температуры". В дальнейшем было обнаружено, что обратимые превращения мартенсит \leftrightarrow аустенит могут осуществляться также под действием изменяющейся нагрузки в изотермических условиях [126]. Через тридцать лет изложенные в [124, 125] результаты были признаны открытием, которое сформулировано следующим образом: "Установлено неизвестное ранее явление термоупругого равновесия при фазовых превращениях мартенситного типа, заключающееся в образовании упругих кристаллов мартенсита, границы которых в интервале температур превращения при изменении температуры и (или) поля напряжений перемещаются в сторону мартенситной или исходной фазы с одновременным обратимым изменением геометрической формы образующихся областей твердого тела" [125].

И 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, поляриность и даже частичные дислокации Шокли, осуществляющие структурную перестройку в обоих случаях, указывают на физичес-

кое родство механического двойникования и мартенситных превращений. Их существенным отличием остается только то, что при двойниковой перестройке кристаллическая решетка остается той же, а при мартенситном превращении происходит принципиальное изменение кристаллографических характеристик структуры, например, из ОЦК (аустенит) решетка превращается в ГЦК (мартенсит), возможны превращения типа ГЦК \Rightarrow ГПУ.

Главным стимулирующим фактором мартенситного превращения является изменение термодинамического потенциала. Высокотемпературная фаза (аустенит) всегда имеет единственную структуру, например, решетку ОЦК. При достижении некоторой температуры (при охлаждении) в ОЦК решетке спонтанно начинается мартенситное превращение. Мартенситные кристаллы растут с большими скоростями. Местами зарождения мартенсита являются концентраторы напряжений. На границах раздела фаз возникают внутренние напряжения, которые могут вызвать пластические сдвиги в областях переохлажденного аустенита, прилегающих к мартенситным включениям. При дальнейшем понижении температуры ранее образовавшиеся мартенситные кристаллы не изменяют своих размеров и формы, появляются лишь новые мартенситные включения. Внешние усилия ни в процессе мартенситного превращения, ни после его окончания не оказывают никакого влияния на устойчивость мартенситной структуры. Такой вид мартенситных превращений реализуется при закалке и используется человечеством сотни лет.

В [124] был открыт новый вид мартенсита, который отличается не кристаллографической перестройкой, а особенностями вторичных и сопутствующих процессов. В ряде сплавов и чистых металлов внутренние напряжения на межфазных границах прежде, чем достичь предела текучести аустенита, вызывают на межфазных границах рост мартенситных областей с другой ориентировкой. При ОЦК \Rightarrow ГЦК превращениях в этих случаях возникает два кристаллографически равноценных варианта мартенсита, иногда четыре, теоретически же возможно шесть равноценных ориентировок. При этом мартенситный кристалл оказывается разбит на отдельные ламели, в которых решетки находятся в двойниковой ориентации друг относительно друга, благодаря чему внутренние напряжения компенсиру-

ются. Такой вид мартенситного превращения при отсутствии внешнего механического воздействия происходит без заметной пластической деформации. По мере снижения температуры рост мартенситной фазы происходит за счет увеличения размеров ранее появившихся мартенситных включений. Каждое из таких мартенситных включений представляет собой полисинтетический двойник.

Обычно мартенситные превращения осуществляются в некотором интервале температур. Если в этом температурном интервале воздействовать на образец внешней нагрузкой, то в результате пердвойникования происходит преимущественный рост мартенсита одной ориентации, наиболее благоприятной для поля действующих напряжений, подобная перестройка мартенсита сопровождается значительными деформациями (до 10% в некоторых сталях и до 30% в никелиде титана [127]). Внешняя нагрузка заметно смещает температуру начала мартенситного превращения. Принципиально важно, что на любой стадии процесса можно прекратить изменение температуры или увеличение внешнего усилия, мартенситные кристаллы остаются при этом в равновесии. При повышении температуры или снижении нагрузки перестройка мартенситных кристаллов меняет знак. Мартенсит этого типа назван авторами [125] термоупругим.

Самое удивительное, что при нагревании до температуры аустенитного превращения все структурные перестройки оказываются обратимыми и образец в конечном итоге приобретает первоначальную форму. Полная обратимость пластической деформации в отдельных случаях достигает десятков процентов.

Экспериментальные данные, определяющие эффект памяти формы, свидетельствуют о доминирующей роли двойникования, обеспечивающего физические механизмы перестройки. В процессе структурных превращений возникают двойниковые прослойки трех видов: 1) двойники роста, представляющие собой участки мартенсита с решеткой двойниково ориентированной друг относительно друга; 2) аккомодационные двойники, которые снижают уровень внутренних напряжений и обеспечивают сопряжение кристаллических решеток соседних мартенситных областей с различной ориентировкой; 3) двойники деформации, подготавливающие мартенсит к перестройке в аустенитное состояние при внешнем воздействии. Современ-

ные экспериментальные методы структурных исследований не позволяют установить различие между перечисленными видами двойников. Удивительно, что при деформации в 10-20% кристаллическая решетка деформируется без разрыва связей и нарушения соседства атомов. При последующем нагревании все атомы возвращаются в прежние кристаллографические положения, что и обеспечивает полное восстановление формы деформированного образца.

Эффект памяти формы охватывает широкий спектр физических явлений в кристаллической решетке, деформируемой фазовым превращением и двойникованием. Быстрый прогресс в изучении всех этих явлений в большой степени был подготовлен исследованиями механического двойникования в ионных и металлических кристаллах.

Анализ механических свойств двойниковых границ в различных условиях нагружения позволяет глубже понять природу пластичности превращений и установить элементарные механизмы памяти формы, которые проявляются при двойниковой перестройке без фазового превращения. Общность физических механизмов, обеспечивающих двойникование и мартенситные превращения, дает возможность изучить многие аспекты кинетики структурно-механических явлений на двойниковых границах более детально. Сопоставление результатов исследования свойств единичных двойниковых прослоек с особенностями процесса одновременной фазовой перестройки и двойникования позволяет глубже понять закономерности структурных превращений и природу эффектов памяти формы.

С открытием эффекта памяти формы в физике твердого тела не только появилось новое научное направление, но и заметно обогатился классический раздел науки о пластичности и прочности кристаллов: обнаружен новый вид пластической деформации – деформация превращения. Точнее говоря, это явление было известно и ранее – рельеф на поверхности образца при образовании кристаллов мартенсита. Однако в процентном отношении к общей деформации тела эта деформация в случае классического, а не термоупругого мартенсита ничтожно мала и её обычно не учитывали.

В реализации деформации превращения двойникование совместно с мартенситной перестройкой обеспечивает уникальные свой-

ства в поведении деформированных материалов. Двойникование здесь выступает в новом качестве. Двойниковые границы в этих случаях, как правило, когерентные, легко отзываются на внешнее воздействие и обеспечивают многократную перестройку кристаллической решетки без заметных признаков усталостного разрушения.

Тщательное сопоставление поведения двойниковых границ в случаях, когда двойникование служит самостоятельным видом деформации и когда оно сопровождает структурную перестройку при фазовых превращениях в кристаллах с памятью формы, является необходимым этапом исследования и механического двойникования, и эффекта памяти формы. Такой подход облегчает трактовку экспериментальных результатов в обеих областях исследования и стимулирует развитие единой концепции теоретического описания пластичности кристаллов во всех её проявлениях.

ГЛАВА 2

МЕХАНИЧЕСКОЕ ДВОЙНИКОВАНИЕ РОМБООБРАЗНЫХ И ГПУ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ НАГРУЖЕНИЯ

§ 2.1. Особенности экспериментального исследования механического двойникового металлов

Изучение механического двойникового в чистом виде с экспериментальной точки зрения достаточно простая задача, поскольку в прозрачных ионных кристаллах, таких как кальцит или натронная селитра, этот вид пластической деформации можно наблюдать непосредственно [4, 5, 10]. В них на любой стадии развития процесса легко контролировать форму и размеры двойниковой прослойки, то есть той области кристалла, которая под действием внешних напряжений перестроилась в двойниковую ориентацию. Эксперименты по изучению кинетики зарождения и развития механического двойника при статическом нагружении для кристаллов кальцита и натронной селитры с достаточно совершенной структурой при соблюдении идентичности всех условий деформирования хорошо воспроизводимы [1]. Это означает, что между величиной внешних механических напряжений и количественными параметрами двойниковой прослойки существует прямое соответствие. Длина клиновидного двойника – L

и его ширина у устья – d оказались удобными и надежными характеристиками процесса чистого двойникования. Впоследствии эти параметры в качестве основных были заложены в теоретическую дислокационную модель упругого двойникования кристаллов [20].

Экспериментальное исследование механического двойникования металлов – значительно более сложная проблема. Из-за непрозрачности материала невозможно воспользоваться простыми и хорошо разработанными экспериментальными методиками изучения двойникования ионных кристаллов. Кроме того, в металлах двойникованию, как правило, предшествует скольжение и на всех этапах сопровождает его. Деформация скольжением сильно искажает исходную структуру кристалла и не позволяет обеспечить локальную идентичность условий развития двух, не говоря уже о большем числе, двойниковых прослоек в пределах одного и того же образца даже при самом тщательном сохранении всех прочих условий эксперимента неизменными. В результате размеры двойниковой прослойки – L и d – уже не являются устойчивыми и воспроизводимыми характеристиками деформации.

В первых работах по изучению двойникования металлов эксперименты осуществлялись по той же схеме, что и для скольжения: макрообразцы деформировались растяжением или сжатием, а затем изучались их металлографические шлифы. Из подобных наблюдений можно было сделать выводы только о том, какой из процессов является определяющим: например, двойникование предшествует образованию трещин или наоборот. Естественно, что при таком подходе не учитываются условия образования и развития двойников, игнорируются многие факторы, обуславливающие кинетику развития двойникования.

Границы двойниковой прослойки образуют внутреннюю поверхность раздела в материале. В металлических кристаллах линейная плотность двойникующих дислокаций на границах прослоек составляет $\sim 10^5 - 10^6 \text{ см}^{-1}$. Кристаллическая решетка в области поверхностей раздела находится в специфическом состоянии. Способность двойниковых границ перемещаться в кристалле под действием внешних механических напряжений, при которых остальные части об-

разца деформируются упруго, свидетельствует о локальном понижении прочности материала. Изменение свойств двойниковых границ в течение длительного времени после образования прослоек связано со структурными перестройками и диффузионными процессами в областях кристалла, примыкающих к границам. Кинетика этих процессов зависит от уровня внутренних напряжений, воздействовать на которые невозможно. Таким образом, соблюдение полной идентичности условий развития двойников является обязательным критерием для получения воспроизводимых результатов, что в экспериментах с металлами практически неразрешимая методическая задача.

В данном исследовании все количественные результаты по двойникованию металлических кристаллов получены не на основании анализа конечных металлографических структур, а путём измерения параметров отдельных двойниковых прослоек в процессе их развития. При проведении экспериментов тщательно контролировались дислокационная структура исходных кристаллов, неизменность кристаллографической ориентации образцов относительно деформирующего устройства, время между образованием двойника и последующим увеличением внешней нагрузки, степень некогерентности двойниковых границ и её изменение в ходе нагружения.

Деформирование сдвойникованных кристаллов осуществлялось такими способами, которые позволяли делать многократные промежуточные замеры двойников и следить за поведением двойниковых границ при контролируемом варьировании параметров внешнего воздействия. Это дало возможность выявить и изучить закономерности изменения процессов обратимости пластической деформации и упрочнения на двойниковых границах в зависимости от скорости нагружения, состава кристаллов, плотности полных дислокаций в них, а также основные особенности развития коллективов клиновидных двойников в перенапряженных объемах при различных режимах статического и динамического нагружения, термоциклировании, пропускании через деформированные кристаллы кратковременных импульсов электрического тока.

Наиболее трудным в методическом отношении оказалось изучение развития коллективов клиновидных двойников. Как было уста-

новлено путем непосредственного наблюдения, двойники возникают у случайных концентраторов и скорость движения их вершин достигает ~ 200 м/с [90]. Высокая чувствительность двойниковых границ к условиям нагружения и меняющейся в процессе пластической деформации структуре кристаллической решетки делают развитие клиновидного двойника не воспроизводимым во всех деталях явлением.

Кроме того, уникальность роста каждого отдельного двойника обусловлена особенностями взаимодействия двойникующих дислокаций с дефектами кристаллической решетки, распределение которых в объемах кристалла, подвергнутых предварительной пластической деформации скольжением, заранее неизвестно.

Для получения двойниковых прослоек клиновидной формы так же, как и в случае двойникования ионных кристаллов, применялась сосредоточенная нагрузка. Монокристалльные металлические образцы деформировались путем индентирования плоскости спайности алмазной пирамидкой. Особенности структуры граней пирамидки обеспечивали наличие концентраторов напряжений, у которых возникали очаги двойникования. Таким способом можно было получать клиновидные двойники практически в любом месте рабочей поверхности образца.

Под действием индентора одновременно зарождается и развивается несколько клиновидных двойниковых прослоек. Расположение коллектива двойников у отпечатка пирамидки достаточно хорошо воспроизводится при повторении эксперимента, в то время как размеры передвойникованных областей кристалла и их количество у разных отпечатков при неизменной нагрузке заметно отличаются, что связано с локальными структурными особенностями в окрестностях каждого отдельного двойника.

Учитывая статистический разброс экспериментальных данных, в качестве обобщенных количественных характеристик двойникования для металлических кристаллов, деформированных сосредоточенной нагрузкой, выбраны статистические графики распределений двойников по длинам и по плотностям двойникующих дислокаций на границах раздела [128]. Как показали исследования, статистические графики хорошо воспроизводятся при повторении эксперимента с соблюдением идентичности условий, они обладают высокой чув-

ствительностью к структуре деформируемых кристаллов и к изменению параметров деформирования.

В результате подробного металлографического изучения поведения клиновидных двойников при длительном действии нагрузки выяснилось, что клиновидный двойник в металле возникает в два этапа: I – образование двойникового зародыша, II – последующее развитие за счет вторичных пластических сдвигов на готовых границах раздела [129]. Известно, что механическое двойникование осуществляется в результате генерирования и перемещения двойникующих дислокаций [16, 81]. Изучение эволюции статистических графиков распределений двойников по плотностям дислокаций на границах при изменении условий деформирования дает информацию о генерировании двойникующих дислокаций в области приложения нагрузки, а кривые распределения двойников по длинам характеризуют процессы пробега дислокаций. Сопоставление и анализ последовательных статистических кривых позволяют определять вклад в двойникование элементарных дислокационных процессов, протекающих на двойниковых границах, и их интенсивность.

Все обсуждаемые в работе эксперименты проводились на монокристалльных образцах металлов гексагональной – цинк, кадмий, бериллий и ромбоэдрической – висмут, сурьма – кристаллографических систем, а также сплавов на их основе: Bi-Sn, Zn-Cu, Be-Cu, Zn-Cd, Zn-Al, Bi-Cd, Zn-Pb, Bi-Te, Bi-Sn, Be-Cu. Исследованные кристаллы имеют единственную систему двойникования. При комнатных температурах двойникование в них является равноправным со скольжением видом пластической деформации, кроме того, развитие двойников может сопровождаться хрупким разрушением.

Выбор металлов для исследований определялся следующими соображениями: закономерности чистого двойникования изучались в экспериментах с ионными кристаллами, относящимися к той же тригональной кристаллической сингонии, что и перечисленные материалы; монокристалльные образцы указанных металлов просты в изготовлении и их структуру легко контролировать с помощью избирательного травления, наконец, изучение механических характеристик металлических кристаллов с ГПУ и ромбоэдрической решетками имеет не только научную, но и практическую ценность.

§ 2.2. Обратимость пластической деформации двойникованием при циклическом нагружении

Механическое двойникование, как и скольжение, осуществляется путем генерирования и перемещения дислокаций. Каждая двойникоушая дислокация, двигаясь под действием механических напряжений, перестраивает моноатомный слой кристалла в двойниковую ориентацию. Доля двойникования в общей пластической деформации металла не превышает нескольких процентов, но, учитывая сопутствующее скольжение, его роль в пластификации материала может быть значительной.

Несмотря на общность дислокационных механизмов развития, двойникование и скольжение существенно отличаются друг от друга по характеру проявления. Наиболее важные особенности пластической деформации двойникованием сводятся к следующему: при двойниковании вся деформация локализована на границах раздела; двойникоующие дислокации зарождаются и перемещаются в кристалле в виде больших скоплений, образующих двойниковые границы; выход двойникоующих дислокаций из кристалла затруднен, в результате чего происходит рост их плотности на границах раздела и, как следствие, возникают мощные внутренние напряжения. Эти напряжения носят ориентированный характер и тормозят дальнейший рост сдвойникованных объемов.

В кинетике своего развития двойникование имеет значительно большее сходство с такими процессами как образование трещин и мартенситных игл, чем со скольжением.

Влияние двойникования на механические свойства материала определяется, прежде всего, состоянием двойниковых границ. В данном исследовании основное внимание сосредоточено на изучении поведения границ раздела "двойник-матрица" при различных режимах нагружения сдвойникованных кристаллов. В качестве объектов исследования выбирались единичные двойниковые прослойки, имеющие плоскопараллельные границы в плоскости спайности, образованные винтовыми составляющими двойникоующих дислокаций, и клиновидные в плоскости сдвига атомов при двойниковании, то есть, образованные краевыми составляющими двой-

никующих дислокаций.

Различают два вида обратимости деформации при двойниковании: упругую и пластическую. Упругая обратимость является неотъемлемым этапом развития механического двойника и состоит в полном или частичном раздвойниковании кристалла под действием внутренних напряжений после снятия внешней нагрузки [1, 4, 6, 7, 11, 20]. Пластическая обратимость проявляется при деформировании образцов внешними механическими напряжениями обратного знака [130]. Первый вид обратимости деформации определяет гистерезис и внутреннее трение на границах двойников, второй – вносит вклад в явление Баушингера при знакопеременном нагружении сдвойникованных кристаллов.

Для получения клиновидных двойников, раздвойникования и многократного передвойникования одних и тех же объемов использовался знакопеременный изгиб монокристалльных образцов в плоскости, перпендикулярной плоскости спайности. Количественной характеристикой упругой обратимости деформации двойникованием является изменение толщины остаточного двойника $\Delta d_{упр}$ при полной разгрузке кристалла.

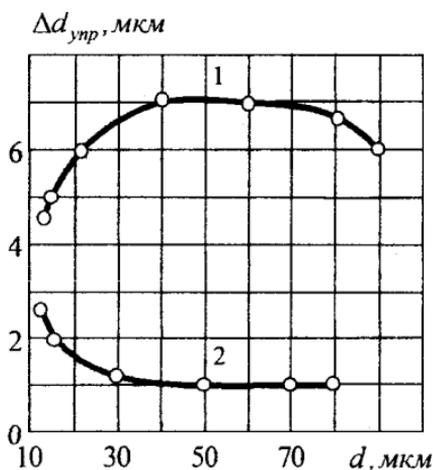
Проведено подробное экспериментальное изучение эффекта упругого раздвойникования на разных границах двойниковых прослоек в кристаллах технического висмута и сплавов Bi-Te, Bi-Sb.

В кристаллах висмута упругость сжатой границы в несколько раз меньше, чем растянутой (рис. 1). Максимальное значение $\Delta d_{упр}$ на сжатой границе наблюдается при малой толщине двойника d , затем величина $\Delta d_{упр}$ уменьшается и стабилизируется.

Величина упругого раздвойникования $\Delta d_{упр}$ на стадии увеличения угла раствора двойникового клина остается неизменной. В случае развития скольжения в сдвойникованных объемах кристалла наблюдается спад кривой $\Delta d_{упр}(d)$.

Упругость двойниковых границ изучена при двойниковании и

раздвойниковании, отдыхе, отжиге, легировании, а также в кристаллах, облученных быстрыми нейтронами [11, 131-133]. Наиболее интересным и неожиданным результатом исследований оказалась неоднозначная роль скольжения, предшествующего и сопутствующего двойникованию. Сопутствующее скольжение приводит к релаксации внутренних напряжений на двойниковых границах и снижает обратимость деформации после разгрузки кристалла. Скольжение создает препятствия для двойникующих дислокаций в решетке, однако эксперименты показывают, что после многократного передвойникования упругость двойниковых границ возрастает. Кроме того, упругость границ раздела двойников увеличивается при легировании кристаллов добавками, входящими в твердый раствор, и уменьшается, когда в качестве легирующих используются добавки, образующие гетерогенные включения.



Р и с. 1. Зависимость эффекта упругого раздвойникования на растянутой (1) и сжатой (2) границах двойниковой прослойки от её ширины в кристалле висмута.

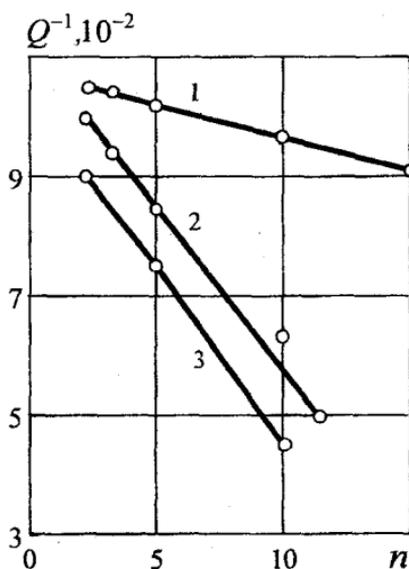
При нагружении и разгрузке сдвойникованных кристаллов графики зависимости толщины двойников от уровня напряжений, приложенных к образцу, образуют гистерезисные петли [134-138]. Площади

петель обуславливаются работой внешних сил, затрачиваемой на передвоянивание кристалла.

Упругая обратимость пластической деформации на границах двойников в широком интервале напряжений позволяет определить локальное значение декремента затухания Q^{-1} , которое определяет рассеяние энергии на двойниковых границах. Площадь гистерезисной петли пропорциональна рассеянной в кристалле энергии за один цикл.

Подробно изучено изменение площадей гистерезисных петель в кристаллах висмута и цинка при многократном передвоянивании, действии пульсирующих напряжений и легирования.

Зависимости Q^{-1} от числа циклов упругого смещения двойниковых границ в сторону матрицы и в сторону сдвойникованной части кристалла висмута существенно отличаются (рис. 2).

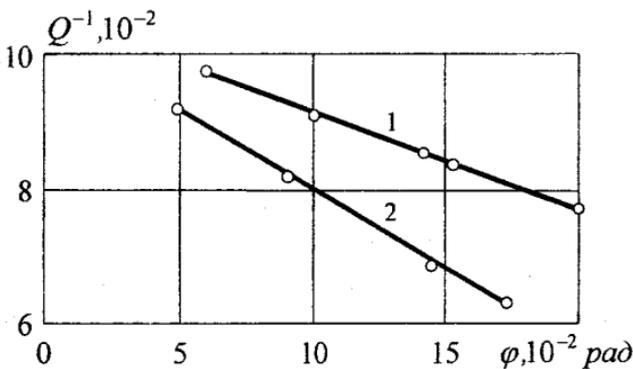


Р и с. 2. Зависимость локального декремента затухания на двойниковых границах в кристаллах висмута от числа циклов передвоянивания. 1 — движение границ в направлении матрицы, 2 — движение границ в направлении сдвойникованного объема, 3 — движение границ в направлении матрицы после однократного остаточного передвоянивания кристаллической решетки.

Для объяснения анизотропии локального декремента затухания следует учесть, что состояние кристаллической решетки в сдвойнированных и несдвойнированных объемах различно. Так как образцы деформировались чистым изгибом, то при этом на базисное скольжение в матрице кристалла висмута накладывался ориентационный запрет. При двойниковании происходит изменение ориентации решетки и ориентационный запрет для базисного скольжения снимается.

Более слабая зависимость Q^{-1} от числа циклов упругого смещения двойниковых границ в сторону матрицы означает, что упругое передвойникование сопровождается значительно меньшим наклепом решетки, чем остаточное.

Как показали исследования, величина локального декремента затухания Q^{-1} зависит от угла раствора двойника φ (рис. 3).



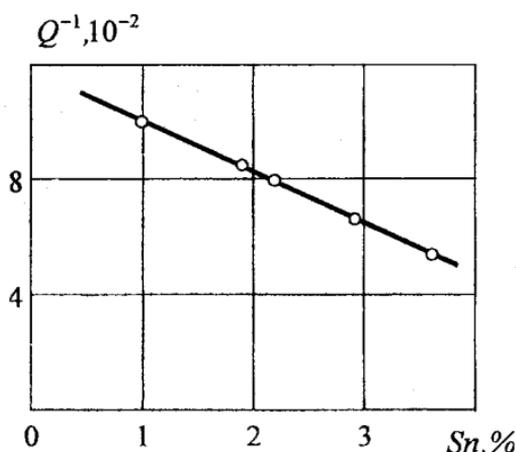
Р и с. 3. Зависимость локального декремента затухания от угла раствора двойникового клина.

1 – монокристалл висмута, 2 – монокристалл цинка.

Наблюдаемый эффект свидетельствует о том, что диссипативная способность двойниковых границ определяется не только дислокационной структурой деформируемого объема, но и плотностью двойнивающих дислокаций на границах прослойки, величина кото-

рой пропорциональна параметру $\frac{d}{L}$ [12], характеризующему угол раствора двойникового клина.

Величина Q^{-1} чувствительна к наличию легирующих добавок в кристалле (рис. 4).



Р и с. 4. Влияние легирующих добавок на величину локального декремента затухания в сплавах Bi-Sn.

В образцах с гетерогенными включениями преодоление препятствий единичными двойниками сопровождается искривлением двойниковых границ, дополнительными пластическими сдвигами в двойнике и матрице, образованием несдвойникованных островков в теле прослойки. Уменьшение Q^{-1} в кристаллах Bi-Sn связано, кроме того, с ростом предела текучести для скольжения, что подтверждается повышением микротвердости сплавов Bi-Sn с увеличением концентрации олова.

Данные по измерению локального декремента затухания, площадей гистерезисных петель, внутреннего трения сдвойникованных кристаллов важны для прогнозирования поведения двойникующихся материалов при малоцикловогой усталости, когда материал подвергается действию пульсирующих или знакопеременных напряжений, превышающих предел текучести.

На основании анализа зависимостей локального декремента затухания от частоты и амплитуды действующих напряжений сделан вывод о релаксационном механизме внутреннего трения на двойниковых границах. Предложен новый метод определения локального декремента затухания, основанный на изучении перемещения двойниковых границ в кристалле [139].

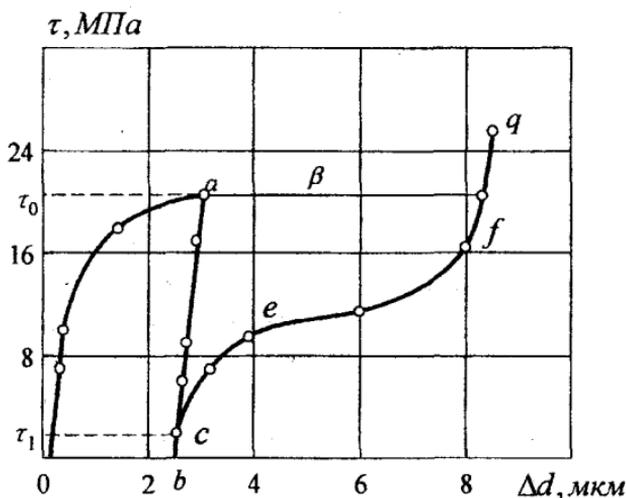
Исследование закономерностей рассеяния энергии при передвойниковании выявило двоякую роль скольжения в пластической деформации двойникующихся металлов: скольжение по небазисным плоскостям затрудняет процессы передвойникования на границах раздела, а сопутствующее двойникованию скольжение в базисных плоскостях облегчает генерирование и аннигиляцию двойникующихся дислокаций.

Обратимость пластической деформации характеризуется также величиной баушингеровского смещения двойниковых границ. Эффект Баушингера состоит в том, что при изменении знака напряжений в предварительно деформированном образце пластическая деформация начинается при меньшей нагрузке, чем при прямом деформировании [140]. Наличие эффекта объясняется внутренними напряжениями, которые возникают в результате структурных перестроек в процессе предварительной деформации и облегчают деформирование в обратном направлении. Таковыми могут быть напряжения, возникающие при образовании дислокационных скоплений у препятствий.

Эффект Баушингера при двойниковании описывается двумя количественными характеристиками, выбранными по аналогии с характеристиками эффекта Баушингера при скольжении.

Первой характеристикой является разность между перемещением двойниковых границ при двойниковании и раздвойниковании в условиях действия одинаковых по абсолютному значению касательных напряжений τ в плоскости двойникования. Эта величина названа баушингеровским смещением двойниковых границ β . Она отражает обратимость пластической деформации при двойниковании. На рис. 5 представлена зависимость изменения напряжений в кристалле цинка от смещения двойниковых границ Δd .

Участок "0a" соответствует развитию прослойки при первичном нагружении; "ab" – смещение границ при разгрузке образца. Если изменить знак напряжений в кристалле, то необратимые смещения двойниковых границ начинаются в точке "c" и перемещение границ под действием напряжений обратного знака характеризуются участком "cefq". По аналогии со скольжением участок "ef" можно назвать участком "легкого раздвойникования". Раздвойникование здесь обеспечивается обратным движением незаблокированных или слабо заблокированных дислокаций.



Р и с. 5. Эффект Баушингера на единичной двойниковой прослойке в кристалле цинка.

При достижении касательных напряжений τ в плоскости двойникования равных τ_0 перемещения двойниковых границ составляют β .

Вторая количественная мера эффекта Баушингера при двойниковании – относительное изменение напряжений, необходимых для начала перемещения двойниковых границ после изменения знака

нагрузки, то есть $\frac{\tau_1}{\tau_0}$, где τ_0 – напряжения, при которых прервано

двойникование, τ_1 — напряжения начала перемещения двойниковых границ в противоположном направлении при нагрузке обратного знака. Величина $\Delta\tau = \tau_0 - \tau_1$ характеризует баушингеровское изменение предела текучести двойниковой прослойки.

Следует отметить, что при скольжении этот эффект обеспечивается в основном за счет генерирования и перемещения полных дислокаций в недеформированных областях, а при двойниковании он проявляется как перестройка в исходное состояние ранее передвойникованных, то есть продеформированных объемов кристалла. При этом величина баушингеровского смещения двойниковых границ β определяет ширину разупрочнённой зоны в сдвойникованном объеме при действии напряжений обратного знака.

Измерение количественных характеристик эффекта на разных границах клиновидного двойника в цинке показало существенное различие их напряженных состояний. Баушингеровское смещение растянутых двойниковых границ в 2-3 раза меньше смещения сжатых границ (рис. 6). В исследованных кристаллах цинка и висмута

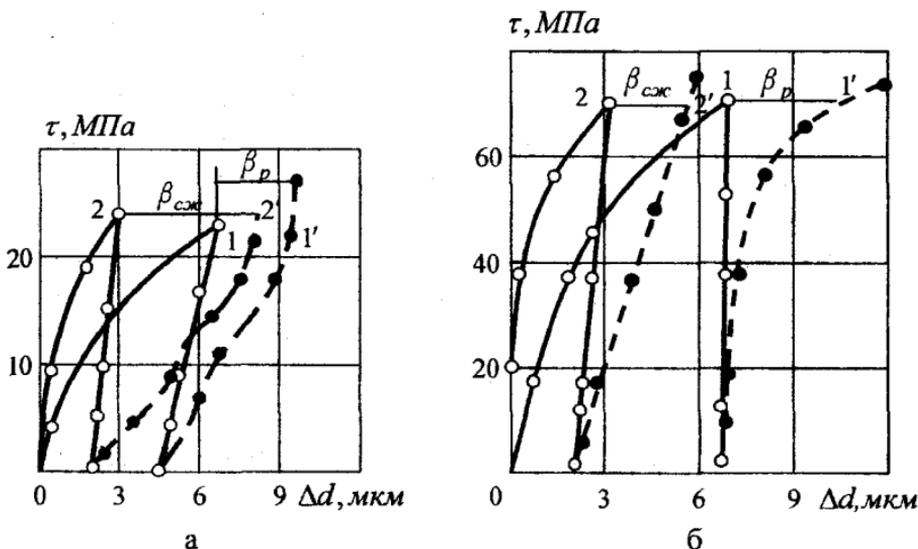
отношение $\frac{\tau_1}{\tau_0}$ для растянутых границ составляло 0.6-0.8, а для сжатых — 0.2-0.4.

Такое отличие характеристик эффекта для двух границ одного и того же двойника связано с заметной разницей в линейной плотности двойникующих дислокаций на противоположных сторонах двойниковой прослойки, что хорошо подтверждается прямыми металлографическими измерениями некогерентности границ раздела, а также особенностями упрочнения двойниковых границ в баушингеровской зоне и разным характером взаимодействия двойникующих и полных дислокаций.

Сопоставления полученных результатов с литературными данными показывают, что в отличие от скольжения при двойниковании количественные характеристики эффекта Баушингера на отдельных двойниках не связаны прямой пропорциональной зависимостью со степенью предварительного упрочнения. Многократное знакопеременное деформирование в случае скольжения приводит к исчезно-

вению эффекта Баушингера, а при многократном передвойниковании деформационный наклеп кристаллической решетки лишь несколько снижает баушингеровское перемещение двойниковых границ и в 1,5-

2 раза увеличивает параметр $\frac{\tau_1}{\tau_0}$. С ростом числа циклов передвойникования характеристики эффекта стабилизируются.



Р и с. 6. Эффект Баушингера на разных границах клиновидного двойника в висмуте (а) и в цинке (б).

$\beta_{сж}$ — баушингеровское перемещение сжатой границы,

β_p — растянутой,

1' и 2' - кривые смещения границ при нагрузке обратного знака.

Логическим продолжением исследования явилось детальное изучение закономерностей восстановления упрочнения двойниковых границ при раздвойниковании. Оказалось, что при воздействии на сдвойникованные кристаллы механических напряжений той же ин-

тенсивности, но обратного знака, на зависимостях $\Delta d(\tau)$ для сжатых границ появляется участок легкого раздвойникования, отличающийся медленным нарастанием коэффициента упрочнения. Стало ясно, что для подавления эффекта Баушингера при двойниковании нужно искать способы уменьшения участка легкого раздвойникования и повышения напряжений для возвратного движения двойникующих дислокаций на сжатых границах, в окрестностях которых идет интенсивное базисное скольжение.

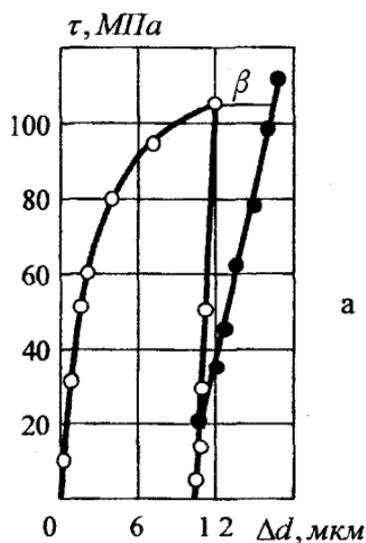
С этой целью исследованы изменения характеристик эффекта Баушингера на границах двойников в зависимости от исходной плотности "леса" пирамидальных дислокаций в кристаллах, а также от легирования, длительной выдержки образцов под нагрузкой перед воздействием усилий обратного знака и скорости деформирования при раздвойниковании.

Введение в кристаллы легирующих добавок подавляет скольжение в окрестностях двойниковых границ, и, если за проявление эффекта Баушингера ответственны дислокационные скопления на границах, то легирование элементами, образующими гетерогенные включения, должно приводить к увеличению эффекта на двойниках. Повышение концентрации растворенных в решетке чужеродных атомов вызывает рост сил трения, действующих на двойникующие дислокации, и, как следствие, эффект подавляется. Влияние типа легирующих добавок на характеристики эффекта зависит также от изменения энергии дефектов упаковки в кристалле [137].

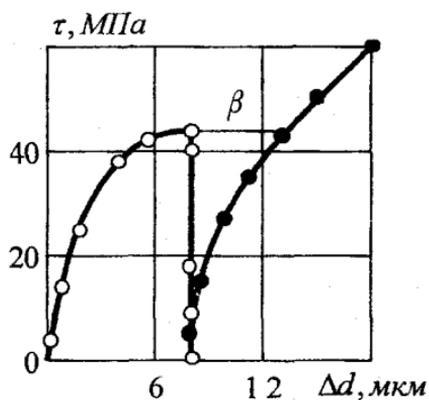
Как показали измерения на большом числе двойников, легирование кристаллов цинка кадмием и алюминием, которые увеличивают энергию дефектов упаковки, приводит к уменьшению в несколько раз баушингеровского смещения двойниковых границ, полному исчезновению участка легкого раздвойникования и повышению в 2-

3 раза параметра $\frac{\tau_1}{\tau_0}$ (рис. 7а,б).

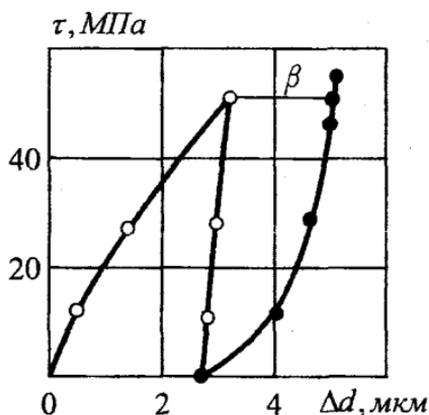
Легирование кристаллов цинка медью вызывает обратный эффект – обратимость пластической деформации на двойниковых границах усиливается (рис. 7в).



а



б



в

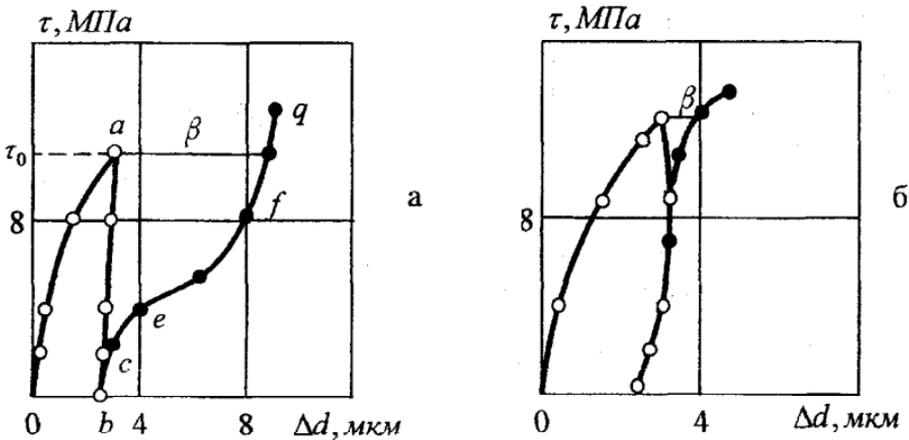
Р и с. 7. Влияние легирующих добавок на кривую раздвойникова-
ния. а – Zn+0,01% Cd, б – Zn+0,1% Al, в – Zn+0,6% Cu.

Поиски возможностей подавления баушингеровского разупроч-
нения двойниковых границ выявили, что весьма действенным спо-
собом снижения эффекта Баушингера служит предварительный на-

клеп кристаллов пирамидальным скольжением, однако при этом в качестве нежелательного явления наблюдалось общее снижение пластичности сдвойникованных кристаллов [38, 141, 142].

Для выяснения влияния плотности “леса” пирамидальных дислокаций были приготовлены монокристаллы Zn и Zn+0,6 вес.%Cu, в которых плотность пирамидальных дислокаций составляла величину порядка $\sim 10^7 \text{ см}^{-2}$.

В кристаллах чистого цинка (рис. 8) и сплавах Zn-Cu (рис. 9) увеличение плотности пирамидальных дислокаций “леса” $\rho_{\text{пир}}$ существенно подавляет эффект.

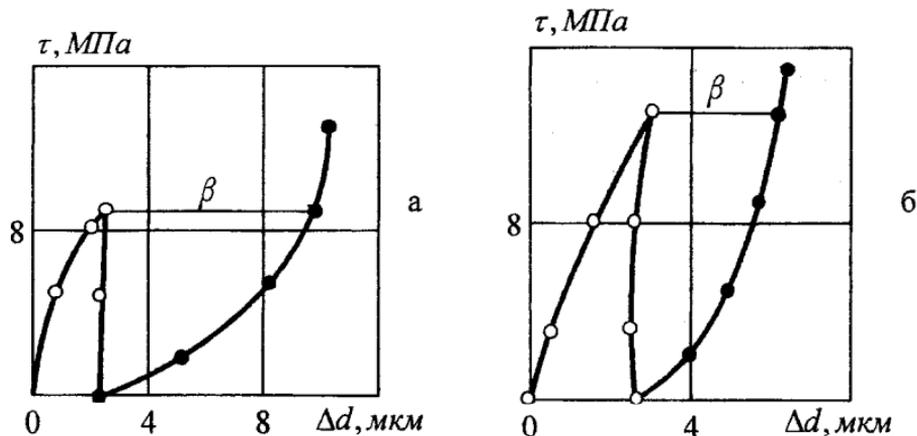


Р и с. 8. Изменение эффекта Баушингера на двойниковых границах в кристаллах цинка с увеличением плотности пирамидальных дислокаций. а – $\rho_{\text{пир}} = 10^3 \text{ см}^{-2}$, б – $\rho_{\text{пир}} = 10^7 \text{ см}^{-2}$.

При этом в кристаллах чистого цинка резко меняется характер кривой раздвойнивания и значительно возрастает коэффициент упрочнения в баушингеровской зоне. В кристаллах Zn-Cu двойники свободны от зон аккомодации, и в связи с этим увеличение плотности пирамидальных дислокаций в них сопровождается меньшим из-

менением баушингеровского смещения.

Полученные данные свидетельствуют о том, что взаимодействия двойнивающих дислокаций с дислокациями “леса” – один из важнейших факторов, определяющих степень обратимости пластической деформации на границах двойниковых прослоек.



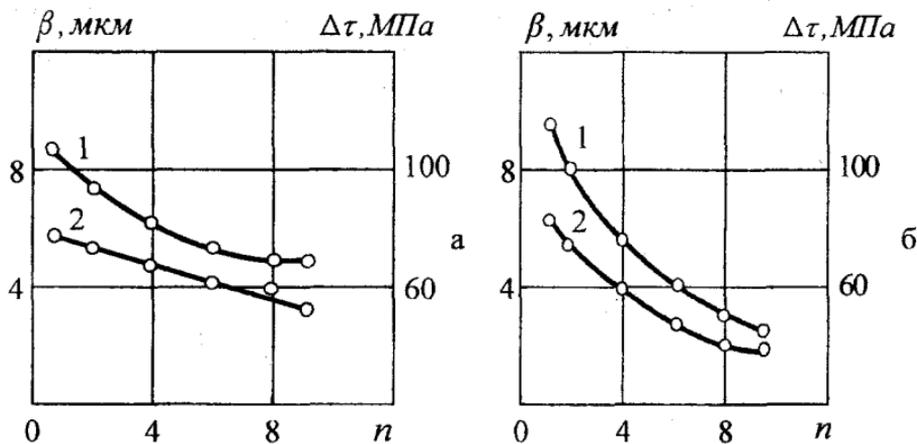
Р и с. 9. Влияние плотности пирамидальных дислокаций на эффект Баушингера в кристаллах Zn - Cu.

а – $\rho_{\text{пир}} = 10^3 \text{ см}^{-2}$, б – $\rho_{\text{пир}} = 10^7 \text{ см}^{-2}$.

При деформировании сдвойникованных кристаллов бериллия знакопеременными нагрузками в режиме повышающихся напряжений с постоянной амплитудой смещения двойниковых границ, несколько превышающей ширину разупрочненной баушингеровской зоны, в результате локального наклепа с увеличением числа циклов передвойнирования растет предел текучести двойниковых границ, а эффект Баушингера через 8-10 циклов практически полностью исчезает (рис. 10).

Подобные же эксперименты, проведенные на кристаллах цинка и кадмия, показали лишь некоторое количественное различие в изменении величин β и $\Delta \tau$. Исходя из этого предложен альтернатив-

ный способ упрочнения двойниковых границ при знакопеременном нагружении: локальный наклеп кристаллической решетки в окрестностях двойниковых прослоек за счет двойникового в режиме повышающихся нагрузок с амплитудой перемещения двойниковых границ, не превышающей ширины баушингеровской зоны.



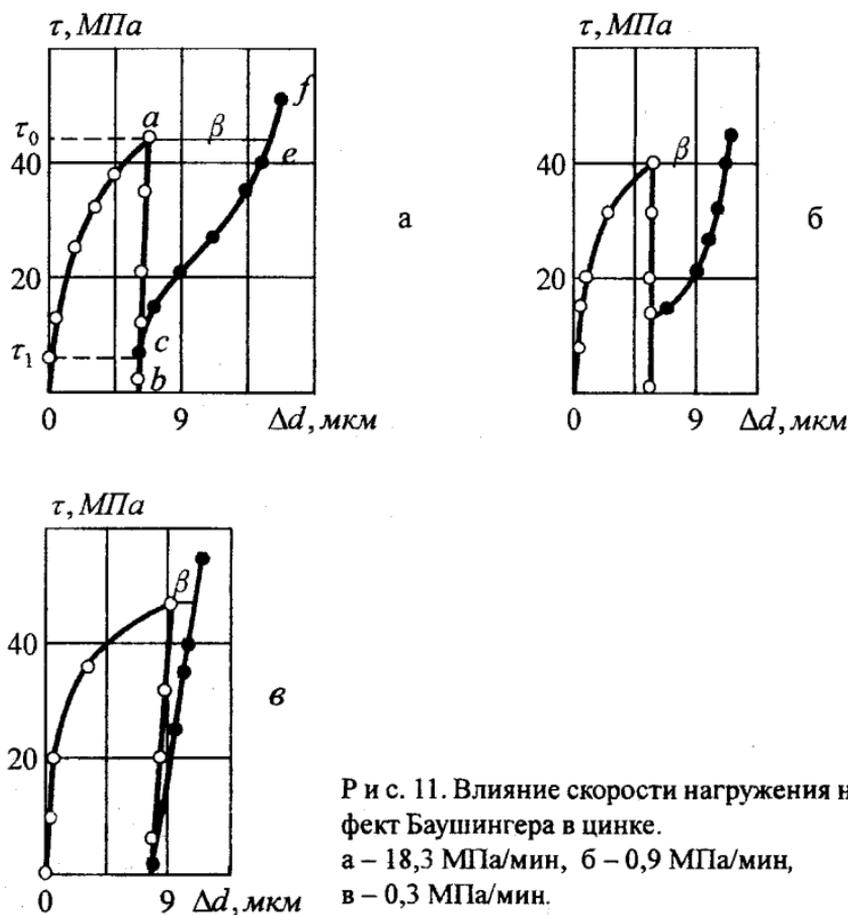
Р и с. 10. Изменение характеристик эффекта Баушингера с увеличением числа циклов передвойникового в кристаллах бериллия.
 а – знакопеременные нагрузки с постоянной амплитудой,
 б – знакопеременные нагрузки с возрастающей амплитудой,
 1 – баушингеровское смещение двойниковых границ β ,
 2 – баушингеровское изменение предела текучести прослойки $\Delta\tau$.

Применение такого способа упрочнения не затрагивает пластические свойства матрицы [143].

Совокупность результатов, полученных в ходе изучения эффекта Баушингера при двойниковании монокристаллов, указывает на то, что обратимость пластической деформации при разгрузке и перемене знака нагружения является следствием возвратного движения дислокаций, порожденных источниками в результате первого нагружения. Процессы, затрудняющие стягивание и аннигиляцию дислокационных петель, приводят к снижению или полному по-

давлению эффекта Баушингера. Особенно заметное влияние на величину обратной деформации оказывает взаимодействие дислокаций с точечными дефектами. Этим обусловлена зависимость характеристик эффекта от скорости первичного нагружения при двойниковании [144-146].

Как показал эксперимент, одним из наиболее эффективных способов воздействия на двойниковые границы с целью повышения их устойчивости к изменению знака напряжений является уменьшение скорости прямого и обратного нагружения (рис.11).



Р и с. 11. Влияние скорости нагружения на эффект Баушингера в цинке.
а – 18,3 МПа/мин, б – 0,9 МПа/мин,
в – 0,3 МПа/мин.

Видно, что снижение скорости нагружения при прямом двойниковании заметно уменьшает величину β и повышает напряжения начала двойникования кристалла. Скорость первичного двойникования заметно влияет на вид кривой возвратного двойникования. При максимальной скорости нагружения кристаллов цинка хорошо выражена стадийность процесса "cef" (рис. 11а). С уменьшением скорости прямого двойникования повышаются напряжения, соответствующие началу второго участка, и сокращается протяженность стадии легкого раздвойникования.

Аналогичное явление наблюдается при отдыхе сдвойникованных кристаллов (рис. 12).

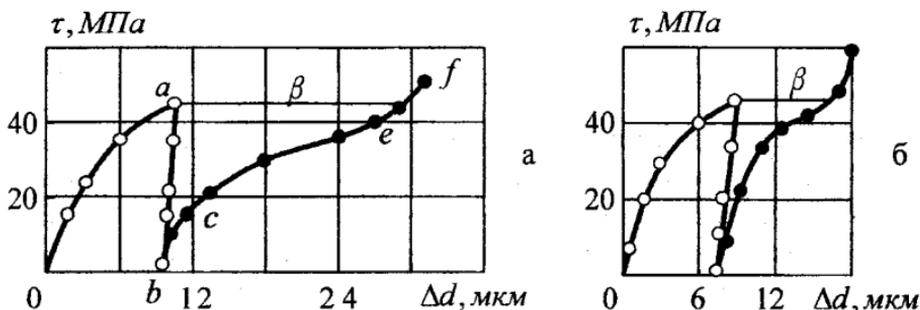


Рис. 12. Влияние отдыха перед раздвойникованием на эффект Баушингера в кристалле цинка.

- а – раздвойникование через пять минут после двойникования,
 б – раздвойникование через час.

Одинаковое влияние отдыха сдвойникованных кристаллов и понижения скорости нагружения при прямом двойниковании на характеристики эффекта Баушингера свидетельствует об общности процессов, протекающих на границах двойниковых прослоек при малых скоростях деформирования и длительной выдержке под нагрузкой.

Однако сравнение диаграмм, соответствующих разным скоростям деформирования (рис. 11), с диаграммами раздвойникования об-

разцов после отдыха под нагрузкой (рис. 12) для кристаллов цинка наряду с общими закономерностями подавления эффекта показывает также заметные различия в поведении двойниковых границ под действием напряжений обратного знака в случаях двойникового и раздвойникового.

С ростом времени выдержки сдвойникованных кристаллов под нагрузкой сокращается баушингеровское смещение двойниковых границ, при этом характер кривой раздвойникового практически не изменяется – обратное движение двойникующих дислокаций начинается сразу же после изменения знака напряжений, то есть предел текучести для возвратного перемещения двойниковых границ практически отсутствует. Уменьшение скорости прямого двойникового ведет к появлению и закономерному росту предельных напряжений для обратного движения границ в кристаллах цинка, что свидетельствует о диффузионной блокировке двойникующих дислокаций.

Границы клиновидных двойников образуются совокупностью кристаллографических плоскостей, в которых начато, но не окончено двойникование. С увеличением линейной плотности двойникующих дислокаций возрастает уровень внутренних напряжений на границах раздела, что затрудняет дальнейшее развитие сдвойникового объема и облегчает раздвойникование. По изменению механических характеристик двойниковых границ с числом циклов передвойникового при контролируемом варьировании условий деформирования можно определять роль различных факторов в процессе упрочнения-разупрочнения на уровне элементарных актов, обеспечивающих развитие единичных двойниковых прослоек.

Изложенные результаты представляют практический интерес. Они позволяют наметить экспериментально обоснованные способы повышения реальной прочности сдвойникованных кристаллов в условиях действия знакопеременных нагрузок путем подавления эффекта Баушингера на двойниковых границах. Их реализация должна сводиться к снятию или существенному понижению уровня ориентированных напряжений на границах раздела и созданию в их окрестностях устойчивой дислокационной структуры, затрудняющей возвратное движение двойникующих дислокаций.

§ 2.3. Устойчивость упрочнения двойниковых границ

Можно ли использовать механические двойниковые прослойки в качестве элементов устойчивой структуры для упрочнения материалов? Это один из наиболее актуальных вопросов в физике прочности и пластичности двойникующихся металлов и для его успешного решения необходимо тщательно изучить природу и механизмы упрочнения двойниковых границ.

Известно, что для развития механических двойников необходимо непрерывное повышение напряжений в кристалле. Следовательно, в процессе движения границ раздела в кристаллической решетке возрастают силы сопротивления. Это происходит по двум причинам: в окрестностях двойниковых границ в матрице кристалла протекает сопутствующее двойникованию скольжение, кроме того, рост сдвойникованных объемов в металлах сопровождается увеличением линейной плотности двойникующих дислокаций на границах.

Для выяснения роли полных дислокаций в упрочнении двойниковых границ проведено исследование двойникования кристаллов цинка с контролируемым изменением плотности дислокаций в пирамидальных и базисных плоскостях. В наибольшей степени сопротивление движению двойникующих дислокаций оказывается пирамидальными дислокациями, о чем свидетельствует значительное повышение напряжений, соответствующих развитию двойников. Рост плотности базисных дислокаций несколько повышает напряжения у границ остаточных двойников, однако в дальнейшем развитие двойниковых прослоек в таких кристаллах облегчается, особенно при деформации в режиме ползучести [147].

Значительный интерес представляет изучение механического двойникования в упрочнённых скольжением кристаллах в связи с обнаруженным явлением неустойчивости упрочнения, накопленного на двойниковых границах, по отношению к промежуточной разгрузке.

Совокупность экспериментальных данных по исследованию обратимости пластической деформации на двойниковых границах однозначно указывает на то, что дислокационная структура на границах раздела двойников после разгрузки сдвойникованного кри-

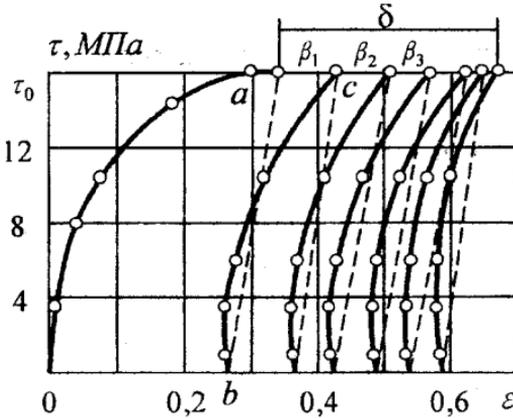
талла не остается неизменной, поскольку часть двойникующих дислокаций осуществляет возвратное движение и аннигилирует на поверхности. Если основной вклад в упрочнение двойниковых границ вносят структурные изменения на границах в процессе двойникова-ния, то разгрузка сдвойникованных кристаллов должна сопровождаться разупрочнением двойниковых границ [148-150].

Соответствующие эксперименты на всех исследованных кристаллах для прямого двойникова-ния и раздвойникова-ния подтвердили это предположение. Действительно, разгрузка сдвойникованных кристаллов и повторное нагружение до того же уровня механических напряжений без изменения знака деформирующего усилия сопровождается дополнительным развитием двойников. Положение двойниковых границ стабилизируется через несколько циклов повторного нагружения. За количественную меру эффекта принято суммарное смещение двойниковых границ при многократном нагружении кристалла до напряжений, соответствующих разгрузке $-\delta = \sum \beta_i$. На рис. 13 приведена типичная

диаграмма напряжение-деформация $\tau(\varepsilon)$ для единичного двойника системы $\{10\bar{1}2\}$ в кристалле цинка. Деформация двойникова-нием определялась как $\varepsilon = \frac{\Delta d}{d_0}$, где Δd — смещение двойниковых границ, d_0 — толщина двойниковой прослойки до повторного нагружения.

Участок "0a" соответствует развитию двойника в режиме нагружения с постоянной скоростью; "ab" — стадия разгрузки образца; "bc" — повторное нагружение с той же скоростью, что и на участке "0a". К моменту достижения напряжения τ_0 при повторном нагружении кристалла двойниковые границы дополнительно смещаются в сторону матрицы на величину β_1 , то есть на границах двойника наблюдается дополнительная деформация без повышения внешней нагрузки. Величина β_1 на порядок превышает смещение двой-

никовых границ в результате ползучести, которая имеет место при действии постоянных напряжений τ в течение времени, равному времени эксперимента.



Р и с. 13. Смещение двойниковых границ в кристаллах цинка при пульсации напряжений. δ — суммарное смещение границ.

В результате повторных циклов нагружения смещение границ β_i уменьшается и положение двойниковых границ стабилизируется [130].

Стабилизация границ клиновидных двойников в цинке наблюдается через 6-12 циклов повторного нагружения. На сквозных двойниковых прослойках упрочнение на границах восстанавливалось через 40-50 циклов. При этом сдвойникованные объемы увеличиваются в несколько раз без повышения внешних усилий. Установленная закономерность также имеет важное практическое значение, поскольку она открывает принципиальные возможности пластификации ряда металлов за счет двойникования.

К двойниковой границе в металле примыкают разупрочненные зоны как со стороны сдвойникованной части, так и со стороны матрицы. Полное смещение двойниковых границ δ характеризует суммарную ширину разупрочненных зон матрицы, примыкающих к границам двойниковых прослоек. Этот параметр пропорционален ис-

ходной толщине двойника, поэтому имеет смысл ввести величину относительного смещения двойниковых границ при пульсации на-

пряжений $\tilde{\delta} = \frac{\sum \beta_i}{d_0}$, где β_i — смещение границ в i -ом цикле, d_0

— толщина прослойки перед повторной нагрузкой (соответствует точке "b" на рис. 13).

Параметр $\tilde{\delta}$, который с точностью до числового коэффициента совпадает с деформацией образца за счет развития данного сдвойникового объема, является устойчивой характеристикой эффекта.

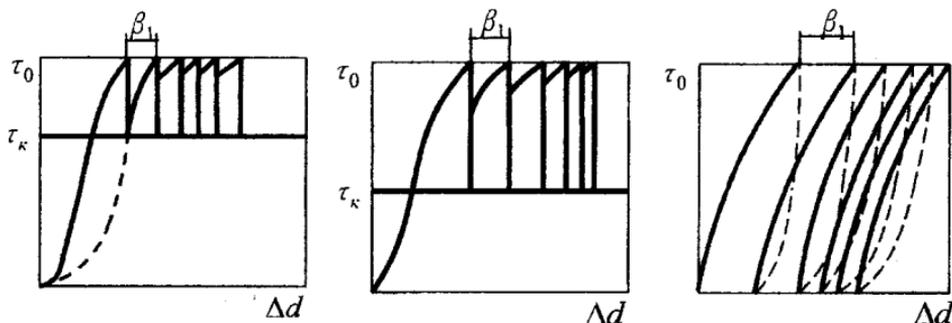
Разупрочнение двойниковых границ не имеет места на стадии прорастания двойника в глубь кристалла без изменения угла раствора при вершине, то есть в случае, когда плотность двойникующих дислокаций на границах остается постоянной.

Для пластической деформации скольжением подобное явление не обнаружено. Наоборот, промежуточная разгрузка при скольжении часто сопровождается появлением на кривой упрочнения зуба текучести, что связывают с блокировкой дислокаций, осуществляющих пластическую деформацию. Не известен этот эффект и для чистого двойникового — повторные нагрузки сдвойникованных кристаллов кальцита не приводят к дополнительному смещению границ двойников, в то время как эффект Баушингера на двойниковых прослойках в кальците наблюдается [151]. Следовательно, можно полагать, что установленный эффект разупрочнения двойниковых границ в металлах при промежуточной разгрузке — принципиально новое явление, которое возникает в результате взаимодействия двойникового и скольжения на границах раздела двойников.

Механизмы потери упрочнения двойниковых границ при промежуточной разгрузке и его восстановления при пульсации напряжений далеко не очевидны [152-154]. Для их выяснения изучены особенности проявления эффекта в кристаллах, подвергнутых различной предварительной обработке: деформированных скольжением в различных кристаллографических плоскостях, облученных быстрыми нейтронами и легированных. Такое комплексное исследование поведения двойниковых границ в режиме пульсирующего на-

гружения в кристаллах с ромбоэдрической и гексагональной структурами позволило однозначно выявить механизм эффекта потери упрочнения и наметить пути его подавления или стимулирования.

Дополнительное смещение двойниковых границ наблюдается не только после полной разгрузки и повторного нагружения до того же уровня напряжений, но и при частичной промежуточной разгрузке кристалла (рис. 14).



Р и с. 14. Влияния глубины промежуточной разгрузки τ_k на смещение двойниковых границ в кристаллах висмута при пульсации напряжений.

При напряжении τ_0 кристалл разгружался до напряжения τ_k , что соответствовало понижению напряжений в образце на 25%. Этот факт интересен с практической точки зрения, так как в конструкциях, эксплуатируемых в условиях вибраций, величина рабочих напряжений в материале периодически меняется.

Поскольку в ГПУ кристаллах определяющим фактором в упрочнении двойниковых границ в режиме непрерывного нагружения является пирамидальное скольжение [155, 156], были изучены зависимости величины эффекта от амплитуды пульсирующих напряжений. Оказалось, что увеличение амплитуды напряжений приводит к росту дополнительного смещения границ β .

Количество циклов повторного нагружения n , необходимое для стабилизации сдвойникового объема, практически не зависит от глубины разгрузки, а величина δ является сложной функцией степе-

ни разгрузки сдвойникового кристалла $\frac{\tau_k}{\tau_0}$. Зависимость $\tilde{\delta}(\frac{\tau_k}{\tau_0})$

(рис. 15) с повышением τ смещается в сторону более высоких напряжений.

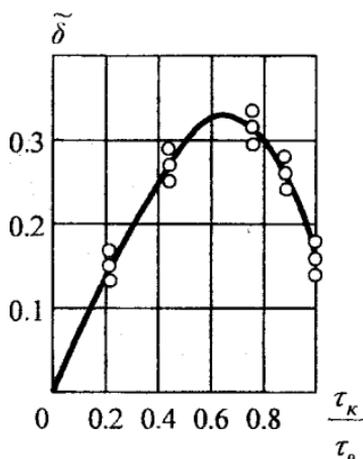


Рис. 15. Зависимость суммарного смещения двойниковых границ от степени разгрузки кристаллов висмута.

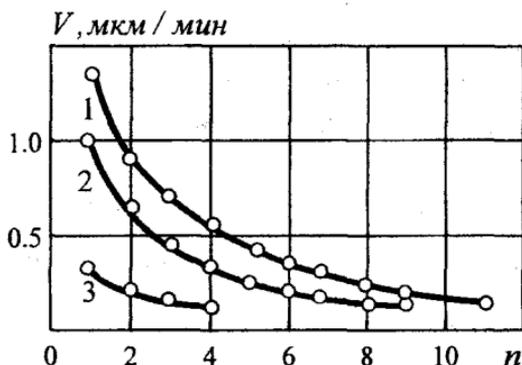
Для выяснения физических механизмов упрочнения-разупрочнения на двойниковых границах изучалось влияние плотности пирамидальных дислокаций на кинетику развития двойников при действии на кристаллы пульсирующих напряжений.

На рис. 16 показано изменение средней скорости перемещения двойниковых границ V с увеличением числа циклов повторного нагружения n в кристаллах с различной исходной плотностью пирамидальных дислокаций $\rho_{\text{нпр}}$.

Видно, что зависимости $V(n)$ для кристаллов с большей плотностью дислокаций "леса" являются продолжением кривой $V(n)$ для кристаллов с минимальной плотностью пирамидальных дислокаций после нескольких циклов повторного нагружения.

Сопоставление зависимостей средних скоростей перемещения двойниковых границ от числа циклов нагружения для кристаллов с

разными исходными значениями $\rho_{\text{пир}}$ показывает, что предшествующее двойникованию скольжение по плоскостям пирамиды эквивалентно определенному числу циклов разгрузки и повторного нагружения образца.



Р и с. 16. Влияние плотности пирамидальных дислокаций на зависимости средних скоростей перемещения двойниковых границ в кристаллах цинка от числа циклов повторных растягивающих нагружений.

$$1 - \rho_{\text{пир}} = 10^3 \text{ см}^{-2}, \quad 2 - \rho_{\text{пир}} = 10^5 \text{ см}^{-2}, \quad 3 - \rho_{\text{пир}} = 10^7 \text{ см}^{-2}.$$

Путем оценки напряженного состояния кристаллической решетки монокристалла цинка в области двойниковых границ при выбранном способе нагружения, которое представляло собой растяжение вдоль $[1\bar{1}20]$, установлено, что только в двух из шести пирамидальных плоскостей $\{11\bar{2}2\}$, а именно в $(\bar{2}112)$ и $(2\bar{1}\bar{1}2)$, составляющие напряжений от внешней нагрузки превышали предел текучести для пирамидального скольжения. На базисное скольжение в матрице накладывался ориентационный запрет. Кристаллогеометрический анализ показал, что между двойникующими дислокациями в плоскостях $(1\bar{1}02)$ и $(\bar{1}102)$ и пирамидальными дислокациями указанных плоскостей цинка возможны два вида энергетически выгодных дислокационных реакций, протекающих самопроизвольно и образуя-

щих на границах раздела так называемые сидячие дислокации с иррациональными индексами. Возможны также энергетически невыгодные реакции, которые осуществляются под действием внешней нагрузки. Образующиеся при этом дислокации после разгрузки кристалла могут самопроизвольно распадаться, что и приводит к частичной потере упрочнения. При повторных циклах нагружения на границах раздела растет число дефектов, обусловленных энергетически выгодными реакциями, в результате увеличиваются внутренние напряжения в области двойниковых границ и упрочнение восстанавливается.

Для фиксированных смещений двойниковых границ Δd зависимости $\tau(\sqrt{\rho_{nup}})$ хорошо ложатся на прямую линию (рис. 17), из чего следует, что их можно аппроксимировать уравнением [142]:

$$\tau = \tau^0 + \alpha G b \sqrt{\rho_{nup}}, \quad (2.1)$$

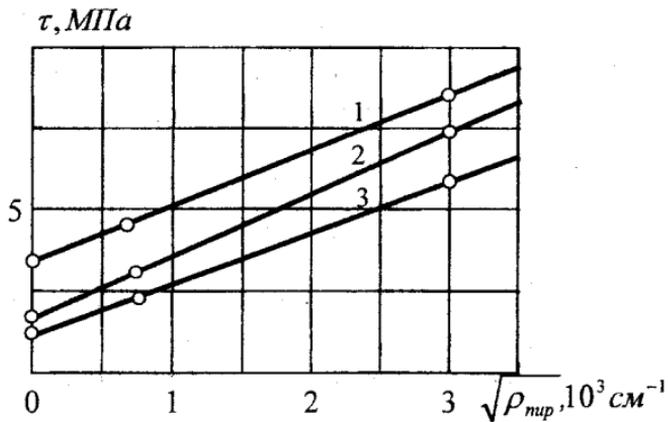
где τ^0 — напряжения, соответствующие $\rho_{nup} = 0$, α — коэффициент пропорциональности, характеризующий механизм взаимодействия двойникующих и полных дислокаций, $\alpha = 20$ [142], G — изотропный модуль сдвига, b — вектор Бюргера двойникующей дислокации.

Видно, что в соответствии с выражением (2.1) повышение плотности дислокаций "леса" сопровождается увеличением числа точек закрепления для линий двойникующих дислокаций и уменьшением расстояний между этими точками. К подобным выражениям приводит большинство дислокационных моделей упрочнения кристаллов [157].

Зависимости $\tilde{\delta}(\tau_0)$, построенные в координатах $(\ln \tilde{\delta} - \tau_0)$, так же представляют собой прямые линии, отличающиеся между собой наклоном (рис. 18).

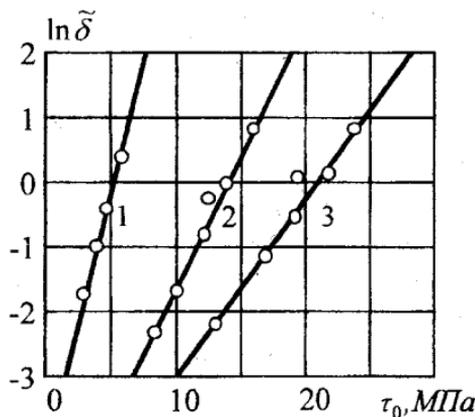
На основании чего можно сделать вывод:

$$\tilde{\delta} = \tilde{\delta}_0 \exp(\tilde{\gamma} \tau_0).$$



Р и с. 17. Зависимость напряжений сдвига двойниковых границ от плотности пирамидальных дислокаций в кристаллах цинка.

1 - $\Delta d = 9 \text{ мкм}$, 2 - $\Delta d = 6 \text{ мкм}$, 3 - $\Delta d = 3 \text{ мкм}$.



Р и с. 18. Зависимость относительного смещения двойниковых границ от амплитуды пульсирующих напряжений для кристаллов цинка с разной плотностью пирамидальных дислокаций "леса".

1 - $\rho_{\text{пир}} = 10^3 \text{ см}^{-2}$, 2 - $\rho_{\text{пир}} = 10^5 \text{ см}^{-2}$, 3 - $\rho_{\text{пир}} = 10^7 \text{ см}^{-2}$.

Величина $\tilde{\delta}$ является аналогом относительной деформации единичной двойниковой прослойки. Ее экспоненциальная зави-

симось от τ_0 свидетельствует о том, что скорость развития двойниковых прослоек – термически активированный процесс, $\tilde{\gamma}$ – аналог активационного объема, зависящий от плотности "леса" пирамидальных дислокаций $\tilde{\gamma} = \tilde{\gamma}(\rho_{\text{тип}})$.

Параметры $\tilde{\delta}_0$ и $\tilde{\gamma}$ определялись из экспериментальных зависимостей $\ln \tilde{\delta}(\tau_0)$. Изменение $\tilde{\gamma}$ с ростом $\rho_{\text{тип}}$ в исследованных кристаллах хорошо коррелирует с литературными данными по описанию скольжения с помощью аппарата термически активированных процессов [158].

Для выяснения влияния легирования на особенности упрочнения двойниковых границ проведено сравнительное исследование поведения двойников при пульсирующем нагружении в чистых кристаллах цинка и бериллия, а также сплавах Be-Cu и Bi-Sn [153]. Двойникование указанных кристаллов осуществлялось одновременно с призматическим скольжением $\{1\bar{1}00\}\langle 11\bar{2}0\rangle$ в бериллии и со скольжением в $\{11\bar{1}\}\langle 110\rangle$ – в висмуте. Изменение характера линий скольжения в окрестностях двойниковых границ в кристаллах Be-Cu по сравнению с чистым бериллием указывает на рост напряжений для сопутствующего двойникованию скольжения, что и является причиной повышения устойчивости упрочнения на двойниковых границах при легировании.

В [38] указаны возможные реакции между дислокациями в действующих плоскостях двойникования и скольжения в висмуте, которые обеспечивают процессы упрочнения-разупрочнения на двойниковых границах. При электронномикроскопическом изучении границ прослоек обнаружена тонкая дислокационная структура, представляющая собой темные точки, соединенные линиями слабого контраста. Линейная плотность темных точек на двойниковых границах совпадает с плотностью двойникующих дислокаций, вычисленной по экспериментально определённой степени некогерентности двойниковых границ. В местах пересечения полных дислокаций с границами наблюдалось изме-

нение контраста, что объясняется образованием сидячих дислокаций.

Дополнительная информация о взаимодействии двойникования и скольжения получена в экспериментах по изучению ползучести двойниковых границ в кристаллах цинка. Сдвойникованные образцы с разной исходной плотностью дислокаций "леса" подвергались длительному воздействию постоянного растягивающего усилия [148] в направлении $[11\bar{2}0]$. Двойники захватывали все сечение кристалла и в процессе опытов некогерентность их границ практически не изменялась. В развитии двойниковых прослоек с течением времени при постоянном уровне напряжений можно выделить 3 стадии: I – неустановившаяся ползучесть с прогрессивно уменьшающейся скоростью движения двойниковых границ; II – установившейся ползучести с постоянной скоростью деформации; III – область с прогрессивно возрастающей скоростью деформации по двойниковым границам, которая заканчивается разрушением кристалла по телу двойника или границе раздела. Пирамидальные дислокации существенно уменьшают скорость двойниковых границ на стадии установившейся ползучести. Например, увеличение $\rho_{\text{тп}}$ на четыре порядка приводит к уменьшению скорости ползучести границ почти в 500 раз. Увеличение в матрице базисных дислокаций с вектором Бюргерса $\pm \frac{1}{3} [11\bar{2}0]$ сопровождается ростом скорости развития двойников при постоянном уровне напряжений. При этом напряжения, соответствующие началу сдвига двойниковых границ, возрастают в 1,6 и в 15 раз при увеличении плотности базисных и пирамидальных дислокаций от 10^3 до 10^7 см^{-2} , соответственно. Исходя из изменений скорости ползучести двойниковых границ при небольшом увеличении растягивающего усилия и предположений, что развитие двойников обеспечивается термически активируемым процессом, вычислялись активационные объемы. В случае увеличения плотнос-

ти пирамидальных дислокаций в указанных пределах активационный объем уменьшался примерно на порядок, что соответствует увеличению числа точек закрепления двойникующих дислокаций. Рост плотности базисных дислокаций сопровождается медленным увеличением активационного объема.

Скорость ползучести двойниковых границ можно увеличить на 3-4 порядка путем разгрузки и повторных воздействий внешним усилием до того же уровня. Скорость движения двойниковых границ в последующих циклах нагружения быстро затухает и приближается к значениям стадии установившейся ползучести.

Увеличение скорости нагружения образца в режиме пульсирующих напряжений ведет к пропорциональному росту скорости двойниковых границ, что является еще одной отличительной особенностью движения ансамбля двойникующих дислокаций, образующих границы прослойки, по сравнению с перемещением полных дислокаций, обеспечивающих скольжение.

Таким образом, основным фактором, контролирующим развитие двойникования в металлических кристаллах, следует считать предшествующее и сопутствующее скольжение, которое, с одной стороны, увеличивает силы сопротивления движению двойникующих дислокаций с ростом плотности полных дислокаций в решетке, с другой – приводит к исключению части двойникующих дислокаций из процесса двойникования, что способствует релаксации внутренних напряжений на границах и облегчает дальнейшее развитие прослоек.

Неустойчивость упрочнения по отношению к повторным циклам нагружения свойственна не только двойникованию, но и сопутствующему скольжению. В тонком двойнике, согласно закону Петча [33], предел текучести для скольжения имеет повышенное значение. С развитием прослойки в последующих циклах нагружения предел текучести для скольжения в сдвойникованном объеме снижается, в результате чего продолжается деформация скольжением и это служит дополнительным резервом повышения пластичности материала.

§ 2.4. Двойникование кристаллов импульсными нагрузками

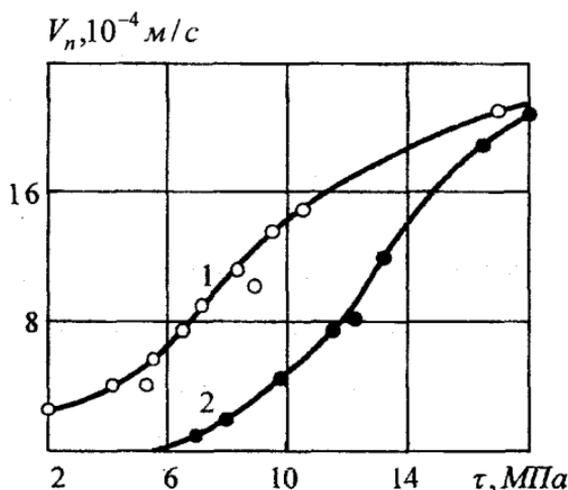
В [11, 131-138] изучалось поведение двойниковых границ при различных режимах квазистатического нагружения в условиях, когда двойникование сопровождается интенсивным сопутствующим скольжением. С увеличением скорости развития двойников вклад скольжения в общую деформацию снижается и появляется возможность изучать двойникование в более чистом виде, то есть при незначительном сопутствующем скольжении. Однако именно большая скорость роста двойниковых прослоек и представляет собой основную проблему для экспериментального исследования этого вида деформации в металлах.

Высокие скорости двойникования достигались путем импульсного нагружения. Деформирование образцов и расчет действующих напряжений в кристалле проводились по методикам, аналогичным тем, которые использовались при изучении динамических свойств полных дислокаций [110, 153, 158]. Путем удара через торцевую поверхность образца висмута вводилась упругая волна. Длительность импульса составляла 10^{-5} с. Наблюдения за развитием двойников осуществлялись на плоскости сдвига атомов при двойниковании. По результатам изменений размеров двойника вычислялись средние скорости двойникования висмута: в направлении двойникования $[100]$ – тангенциальная скорость роста прослойки – V_s и в направлении, перпендикулярном плоскости двойникования $[010]$ – нормальная скорость движения двойниковых границ – V_n . Изучено влияние легирования, предварительной пластической деформации, закалки кристаллов, окисления поверхности, на которой зарождаются и аннигилируют двойникующие дислокации и повторного передвойникования на зависимости тангенциальной и нормальной скоростей двойникования от величины напряжения в импульсе τ , а также затухание скорости двойникования при многократном действии импульсов нагрузки.

Тангенциальная скорость смещения границ V_s определялась в направлении сдвига атомов при двойниковании на клиновидных двойниках в висмуте с углом раствора, близким к нулю, а нормальная скорость движения двойниковых границ V_n измерялась на плоскопараллельных двойниках.

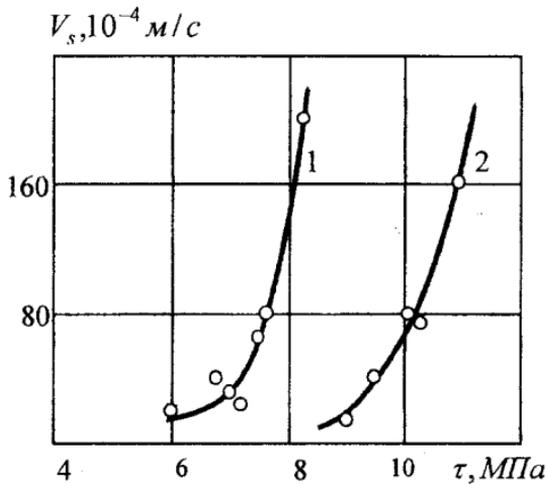
Как показал эксперимент, зависимости $V_n(\tau)$ во всем интервале исследованных напряжений в импульсе (рис. 19), а зависимости $V_s(\tau)$ – в диапазоне напряжений до 9 МПа (рис. 20) – подчиняются экспоненциальному закону.

Все виды воздействия на кристаллы, изменявшие структуру матрицы, приводят к смещению этих зависимостей в область более высоких напряжений. При этом происходит уменьшение активационного объема, что можно трактовать как результат увеличения числа точек закрепления линий двойникоующих дислокаций. Отсюда следует, что дислокационные механизмы упрочнения металлов при двойниковании и скольжении сходны между собой.



Р и с. 19. Зависимость нормальной скорости двойникования кристаллов висмута от напряжений в импульсе.

1 – двойникование, 2 – раздвойникование.



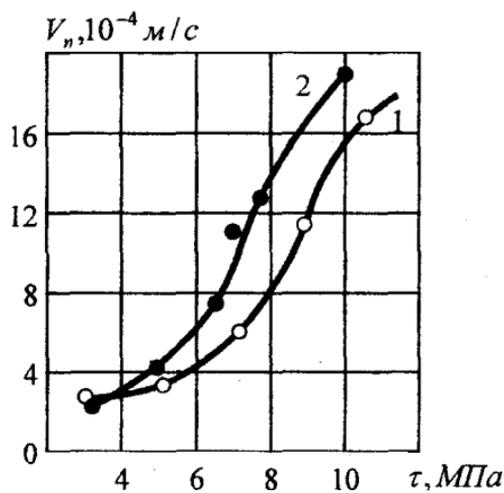
Р и с. 20. Зависимость тангенциальной скорости двойникования кристаллов висмута от напряжения в импульсе.
1 – двойникование, 2 – раздвойникование.

Эффект Баушингера при раздвойниковании кристаллов импульсными нагрузками наблюдался только для нормального смещения двойниковых границ [153]. Зависимости $V_s(\tau)$ для раздвойникования смещаются так значительно, что интервалы напряжений для прямой и обратной перестройки решетки не перекрываются. Наблюдается своеобразная асимметрия упрочнения двойниковых границ при пульсации напряжений: для раздвойникования кристаллов необходимы более высокие напряжения, чем для повторного двойникования тех же областей матрицы. В то время как повторное двойникование кристаллов в режиме квазистатического нагружения возможно только при более высоком уровне напряжений.

Наличие окисной пленки на поверхности кристалла затрудняет процессы генерирования и аннигиляции двойникующих дислокаций, об этом свидетельствует снижение скоростей двойникования в кристаллах с окисленной поверхностью (рис. 21).

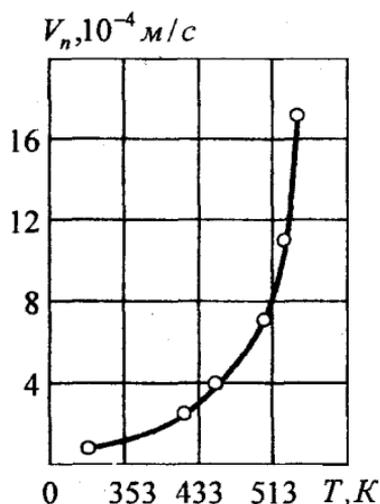
Интересно действие закалки на двойникование. В кристаллах чистого висмута при напряжении 13,8 МПа скорость двойникования

после закалки уменьшалась в 25 раз.



Р и с. 21. Влияние окисной пленки на скорость двойникования кристаллов висмута. 1 — образец с окисной пленкой, 2 — образец без пленки.

В результате ступенчатого отжига закаленных кристаллов с повышением температуры скорость двойникования растет (рис. 22) и полностью восстанавливается после длительной выдержки при температуре закалки.



Р и с. 22. Изменение скорости движения двойниковых границ под действием импульсных напряжений 13,8 МПа в закаленных кристаллах висмута при ступенчатом отжиге.

Достаточно стабильной характеристикой двойникования при импульсных нагрузках являются напряжения, соответствующие появлению остаточных двойников. При деформировании уже сдвойникованных кристаллов импульсными нагрузками оказалось, что для осуществления металлографически измеримых приращений размеров двойниковых прослоек требуются напряжения, превышающие некоторые пороговые значения. Все виды обработки кристаллов, сопровождавшиеся повышением степени дефектности кристаллической структуры, приводили к увеличению напряжений, вызывающих зарождение и рост остаточных двойников.

Избирательное травление поверхности кристаллов после двойникования и раздвойникования импульсными нагрузками показало, что в передвойникованных объемах идет интенсивное скольжение. Не обнаружено скольжение лишь в областях матрицы, прилегающих к двойниковым границам. В случае же квазистатического нагружения в окрестностях границ двойниковой прослойки происходит образование зон аккомодации. Трудно представить, чтобы двойникование при кратковременном нагружении кристаллов не начиналось с упругой стадии. Однако обнаружить области кристалла, в которых появляются упругие двойники, методом избирательного травления не удалось. Вероятно, скольжение в сдвойникованных объемах является фактором, стабилизирующим двойниковые границы.

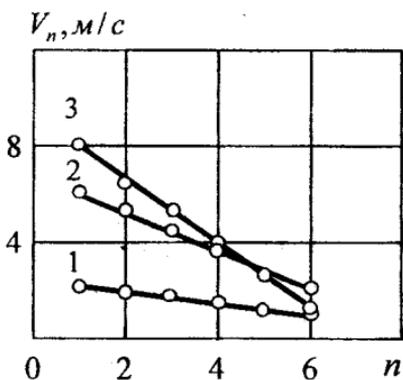
Сопоставление количественных данных по двойникованию кристаллов с гексагональной и ромбоэдрической решетками импульсными нагрузками обнаружило некоторую корреляцию между значением напряжения, соответствующего скорости движения двойниковых границ, и величиной макроскопического предела текучести для скольжения. Прямого пропорционального соответствия не установлено, однако, если кристаллы одной металлографической системы расположить в ряд по возрастающим значениям предела текучести, то зависимости скорости двойникования от напряжения, то есть $V(\tau)$, для них располагаются в том же порядке. Это качественное наблюдение указывает на связь между напряжениями, при которых осуществляется двойникование, и напряжениями, инициирующими скольжение. Исходя из этого следует ожидать, что в ряде случаев

материал можно эффективно упрочнять общими для скольжения и двойникования методами.

Поскольку сопутствующее скольжение при быстром развитии двойников сводится к минимуму, интересно выяснение возможностей упрочнения двойниковых границ в условиях многократного действия импульсной нагрузки без повышения напряжения в импульсе. Подобные эксперименты являются аналогом многократных нагружений кристаллов в квазистатическом режиме [143].

Для определения степени затухания скорости двойникования при импульсной нагрузке с постоянным значением величины нагружения проведены эксперименты по многократному воздействию одного и того же импульса на образец.

Наиболее важными результатами в этой серии измерений оказались следующие: при повторных импульсах нагрузки происходит затухание нормальной скорости роста двойников (рис. 23); для двойниковых прослоек с постоянной некогерентностью границ затухание скорости двойникования растет с увеличением плотности пирамидальных дислокаций (рис. 24).



Р и с. 23. Зависимость нормальной скорости роста двойников в цинке от числа циклов повторных импульсов нагрузки.

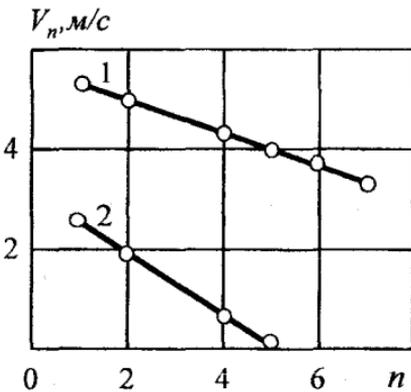
1 - $\tau = 3,3 \text{ МПа}$, 2 - $\tau = 6,2 \text{ МПа}$,
3 - $\tau = 8,4 \text{ МПа}$.

Основным фактором, определяющим скорость затухания нормального движения двойниковых границ при неизменных значениях напряжений в импульсе и плотности полных дислокаций в решетке, оказалась линейная плотность двойниующих дислокаций на границах развивающихся двойников. Например, в кристаллах вис-

мута при деформирующем напряжении в импульсе 8,4 МПа для всех клиновидных прослоек со степенью некогерентности границ, соответствующей линейной плотности двойникующих дислокаций $\rho_{де} = 0,4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, коэффициент затухания скорости с увеличением

числа импульсных воздействий $\Theta = \frac{dV}{dn}$ примерно одинаков и составляет 0,6-0,7. При росте линейной плотности двойникующих дис-

локаций на границах до $\rho_{де} = 10^5 \text{ см}^{-1}$ коэффициент затухания Θ возрастает в 3 раза (рис. 25).

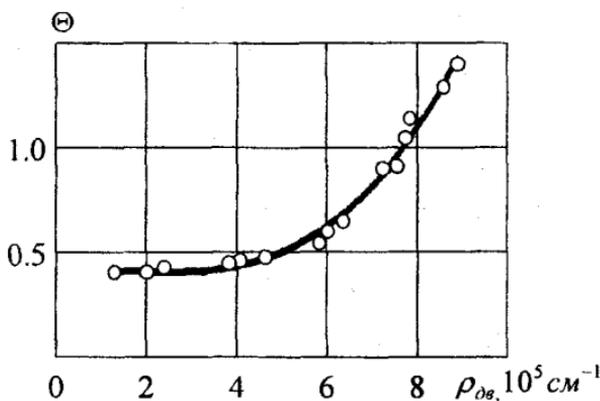


Р и с. 24. Скорость двойникового движения цинка с ростом числа циклов импульсного нагружения.

$$1 - \rho_{нир} = 10^3 \text{ см}^{-2},$$

$$2 - \rho_{нир} = 10^7 \text{ см}^{-2}.$$

Полученные результаты находят хорошее объяснение, исходя из предположения о резонансном взаимодействии двойникующих дислокаций с сеткой полных дислокаций в кристалле. Механизм такого взаимодействия состоит в следующем. Нормальное движение двойниковой границы обеспечивается тангенциальным перемещением двойникующих дислокаций в направлении сдвига. Скорость двойникующих дислокаций соответствует скорости движения вершины двойникового клина, которая при действии внешних механических напряжений 8,0 МПа достигает 180 м/с. С движением каждой дислокации вдоль границы раздела связано прохождение волны упругих напряжений.



Р и с. 25. Зависимость коэффициента затухания скорости от плотности двойникующих дислокаций на границах прослоек в кристаллах висмута при напряжении в импульсе 8,4 МПа.

Когда расстояние между двойникующими дислокациями на границах прослойки сокращается до 200-300 Å, наступает резкое торможение двойникования.

Частота такой волны равна $\nu = \frac{V_{дв}}{r_0}$, где $V_{дв}$ — скорость двойни-

кующих дислокаций, r_0 — расстояние между дислокациями на двойниковой границе. Для исследованных кристаллов частота упругой волны составляет $\sim 10^8 - 10^9$ Гц. Собственные частоты колебаний

сегментов дислокаций "леса" определяются как $\nu_{соб} = 10^{13} \frac{b_n}{\sqrt{\rho_{нуп}}}$,

где 10^{13} — дебаевская частота колебаний атомов решетки, b_n — вектор Бюргерса полной дислокации. При $\rho_{нуп} = 10^6 - 10^8 \text{ см}^{-2}$ собственная частота колебаний полных дислокаций равна

$v_{\text{соб}} = 10^7 - 10^9$ Гц. Это означает, что при соответствующей скорости движения двойникующих дислокаций рассеяние энергии на границах раздела резко возрастает и вызывает затухание двойникования.

Описанный механизм объясняет также образование полисинтетических двойников и особенности преодоления двойниковыми границами различных препятствий.

Концепция термоактивированного преодоления стопоров позволяет рассматривать с единой точки зрения такие явления как двойникование, разрушение и мартенситные превращения.

Учитывая общность дислокационных механизмов двойникования, развития трещин и образования мартенситных игл, следует ожидать, что резонансные явления имеют место и в этих случаях.

§ 2.5. Развитие коллективов механических двойников

Особенности эволюции коллективов механических двойников изучались при растяжении и сжатии монокристалльных образцов с изменением в широком диапазоне скорости деформации, действии импульсных напряжений, в условиях одновременного воздействия импульсных и статических нагрузок. В зависимости от способа деформирования в исследуемых образцах возникают двойниковые прослойки различной формы. При изгибе кристалла в плоскости базиса, сдвиге по плоскости двойникования или импульсном нагружении возникают двойники, имеющие параллельные границы в плоскости спайности и клиновидные в плоскости сдвига. Двойники, возникавшие у концентраторов напряжений при действии сосредоточенной нагрузки, имеют некогерентные границы как в плоскости спайности, так и в плоскости сдвига. Во всех экспериментах на базисное скольжение накладывался ориентационный запрет, то есть создавались условия, наиболее благоприятные для хрупкого разрушения, связанного с двойникованием.

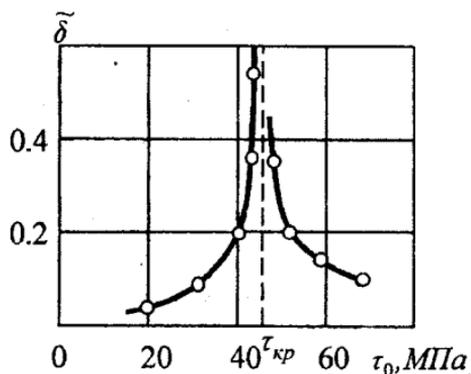
Деформирование предварительно сдвойникованных кристаллов висмута и цинка в режиме непрерывного нагружения действительно

приводит к разрушению, обусловленному двойникованием [143, 159]. При достижении определенного напряжения плавное развитие двойников прекращается и наблюдается явление двойникового взрыва, когда поверхность образца практически мгновенно покрывается полисинтетическими двойниками и затем происходит его разрушение. Трещины, как правило, развиваются по плоскостям спайности толстых двойников или по границам тонких двойниковых прослоек, появившихся при двойниковом взрыве.

Легирование кристаллов висмута и цинка приводит к росту напряжения двойникового взрыва $\tau_{кр}$ [153].

Концентрация напряжений на границах клиновидных двойников – одна из основных причин появления трещин. Релаксация напряжений наиболее эффективна при одновременном скольжении в теле двойника и в матрице кристалла. Пульсирующий режим нагружения позволяет изучать такие двойники при более низком уровне внешней нагрузки.

На рис. 26 представлен график зависимости относительного смещения двойниковых границ $\tilde{\delta}$ в монокристаллах висмута от величины амплитуды пульсирующих напряжений τ_0 [145]. Он состоит из двух ветвей: восходящей и нисходящей, разделенных значением напряжения двойникового взрыва $\tau_{кр}$.



Р и с. 26. Влияние амплитуды пульсирующих напряжений в кристалле висмута на смещение двойниковых границ.

Каждая точка на восходящей ветви графика получена на отдельном образце, выколотом из единого монокристалла. Перед воздействием пульсирующими напряжениями кристаллы двойниковались в режиме непрерывного нагружения. Достижение напряжения $\tau_{кр}$ при повторном повышении нагрузки изменяет характер двойникования от плавного развития единичных двойников к двойниковому взрыву, то есть к практически мгновенному заполнению рабочей поверхности кристалла полисинтетическим двойником, состоящим из большого числа тонких двойников [160]. Экспериментальные точки на нисходящем участке зависимости $\tilde{\delta}(\tau_0)$ получены на образцах, которые подвергались действию пульсирующих напряжений до достижения $\tau_{кр}$. Такая обработка кристаллов приводит к увеличению пластичности и существенному росту напряжений двойникового взрыва или полному исчезновению этого явления, то есть к повышению реальной прочности двойникуемого материала.

При $\tau > \tau_{кр}$ величина $\tilde{\delta}$ убывает с ростом амплитуды напряжений. Металлографическое изучение поверхности показывает, что в этой области напряжений протекает интенсивное скольжение по пересекающимся плоскостям как в матрице, так и в сдвойникованной части кристалла. Снижение подвижности двойниковых границ связано с увеличением сил сопротивления движению двойникующих дислокаций. Для перестройки наиболее напряженных областей решетки, прилегающих к двойниковым границам, достаточно раскати дислокационных ансамблей, образующих эти границы. При этом энергия внутренних напряжений расходуется на дополнительное развитие двойников и базисное скольжение в них. После обработки кристалла пульсирующей нагрузкой зависимость $\tilde{\delta}(\tau_0)$ смещается в область более высоких напряжений, либо полисинтетические двойники не возникают совсем.

Взаимодействия двойников при пересечениях хорошо известны [1, 63], поэтому в данном исследовании изучалось взаимовлияние параллельных двойниковых прослоек. Если объем кристалла между такими двойниками более чем в десять раз превышает суммарный

сдвойникованный объем, то эти прослойки при своем развитии не оказывают заметного влияния друг на друга. Когда же расстояние между двойниками сокращается до некоторого значения, зависящего от некогерентности их границ и величины приложенных к кристаллу напряжений, скорость перемещения границ падает до нуля. Прекращают движение не только сближающиеся, но и противоположные границы прослоек. Наиболее четко такие эффекты наблюдаются при импульсном нагружении кристаллов. Повышение напряжений в импульсе сопровождается возобновлением развития двойников и стабилизацией их границ при меньшем расстоянии между ними. Границы сталкивающихся прослоек тормозятся одновременно независимо от степени их некогерентности. Двойники ведут себя так, будто они сталкиваются с жесткими препятствиями, а не тормозятся в результате постепенного накопления дефектов или монотонного возрастания сил сопротивления при сближении их границ. Очевидно, что в данном случае имеет место взаимодействие двойников через дальнедействующие поля упругих напряжений, связанных с двойниковыми границами. Противодействующие напряжения не могут расти до бесконечности, повышением импульсной нагрузки можно добиться слияния соседних двойников с любой некогерентностью границ, что не всегда осуществимо при нагружении образцов в квазистатическом режиме.

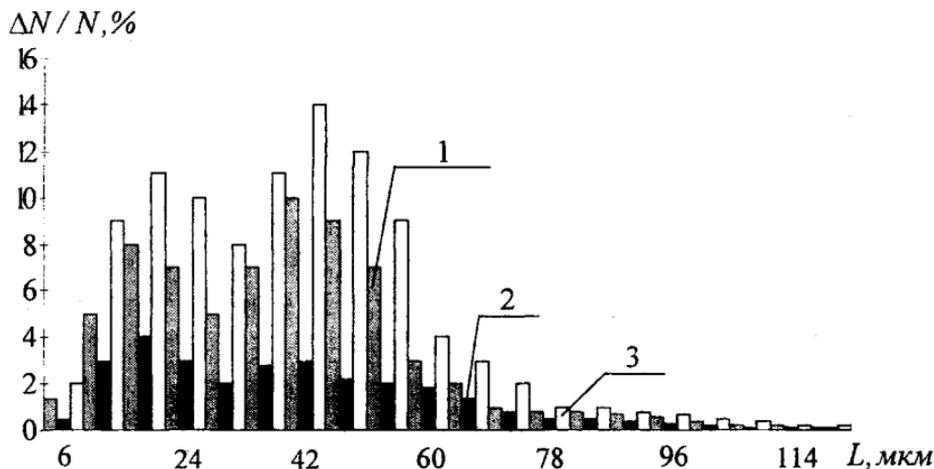
Проведенные эксперименты указывают на возможность упрочнения двойникующихся материалов путем создания текстуры, образованной плоскопараллельными двойниковыми прослойками. Границы механических двойников являются элементами устойчивой упрочняющей структуры не только для двойникования, но и для скольжения.

Полное выяснение роли двойникования в процессах пластической деформации и разрушения металлических кристаллов невозможно без детального изучения начальных стадий развития клиновидных двойников. Этот вопрос из-за методических трудностей практически выпал из поля зрения исследователей. Актуальность и практическая значимость таких исследований растут по мере технологического освоения двойникующихся материалов и расширения условий эксплуатации, при которых проявляется двойникование.

Клиновидные двойники в металлах возникают под действием сосредоточенной нагрузки [11, 161, 162]. Для получения таких двойников в экспериментальных условиях в качестве деформирующего устройства удобно использовать алмазный индентор стандартного микротвердомера, имеющий форму пирамидки. Дополнительные приспособления к прибору позволяют осуществлять двойникование в сочетании с такими видами воздействия, как циклическое изменение температуры, пропускание через кристалл импульсов электрического тока или звуковых волн и др. [163]. Под действием точечной нагрузки, сконцентрированной в небольшой области рабочей поверхности образца, в металле одновременно зарождается группа клиновидных двойников, размеры которых и плотности двойникующих дислокаций $\rho_{ос}$ на границах заметно отличаются друг от друга [128]. Оказалось, что характер статистических распределений двойников по длинам и по плотностям двойникующих дислокаций на границах в металле не зависит от физической природы концентраторов напряжений, инициирующих процесс двойникования. Зависимости $\frac{\Delta N}{N}(L)$

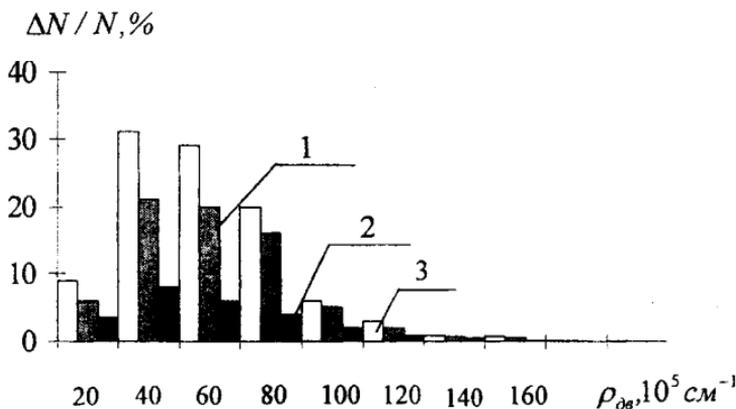
и $\frac{\Delta N}{N}(\rho_{ос})$ в монокристаллах висмута при статическом нагружении и комнатной температуре одинаковы для двойниковых прослоек, зарождающихся у стабильных концентраторов напряжений, задаваемых деформирующим устройством – индентором, – и у случайных концентраторов, обусловленных дефектной структурой кристалла (рис. 27, рис. 28) [165].

С ростом внешних механических напряжений или при одновременном воздействии статической нагрузки и какого-либо дополнительного фактора, например, импульсов тока, импульсов звука, термоциклирования и др. статистический разброс геометрических параметров двойниковых прослоек сильно возрастает [164-166]. Следовательно, процесс механического двойникования в металлических кристаллах имеет вероятностную природу и его адекватное описание требует применение аппарата теории вероятностей и математической статистики.



Р и с. 27. Распределения клиновидных двойников по длинам для различных концентраторов напряжений. Нагрузка $P = 0,1H$.

1 – стабильные концентраторы напряжений, 2 – нестабильные концентраторы напряжений, 3 – суммарная гистограмма.



Р и с. 28. Распределения двойников по плотности двойникующих дислокаций на границах в монокристалле висмута для различных концентраторов напряжений. Нагрузка $P = 0,1H$.

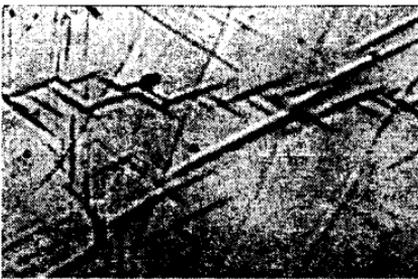
1 – стабильные концентраторы напряжений, 2 – нестабильные концентраторы напряжений, 3 – суммарная гистограмма.

Геометрические размеры клиновидных двойниковых прослоек в металлах не соответствуют критериям дислокационной теории тонких двойников [20], однако, поскольку дислокационный механизм их развития надежно установлен, модельные представления теории упругого двойникового явления применимы для качественной трактовки наблюдаемых явлений.

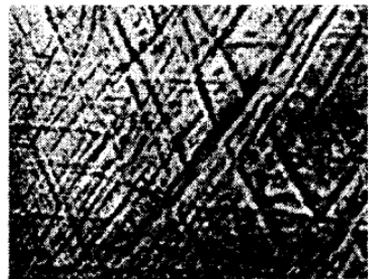
Основные выводы о дислокационных микропроцессах на границах клиновидных двойников в проведенном исследовании делались на основании сопоставления прямых металлографических наблюдений за эволюцией геометрии границ раздела двойников при изменении условий деформирования и сравнительного анализа статистических графиков распределений двойников по длинам и по плотностям двойникоующих дислокаций на границах [128, 164-166].

Такой методический подход позволил получить ряд новых и неожиданных результатов по кинетике развития коллективов клиновидных двойников.

Обнаружен практически важный эффект пластификации поверхностных слоев монокристалльных образцов висмута после термоциклирования в интервале температур 78-373 К [167]. Причина пластификации – тонкая сетка двойников, возникающих в поверхностных слоях под действием термических напряжений (рис. 29).



а



б

Р и с. 29. Поверхность (111) монокристалла висмута, подвергнутого термоциклированию в интервале температур 78-373 К, $\times 400$. а – через 30 циклов, б – через 200 циклов.

Приповерхностные слои образцов подвергались многократному действию термических напряжений, создававшихся в результате термоциклирования в режиме $78 \leftrightarrow 373$ К. Средняя скорость изменения температуры составляла 20 градусов в секунду, а максимальная – 50. Один цикл нагревания-охлаждения длился 40 секунд. В циклировании делались перерывы для металлографического контроля структуры и измерения микротвердости на плоскости спайности кристалла. В указанном интервале температур фазовые превращения в висмуте не наблюдаются.

Через 20-30 циклов заметны первые признаки пластической деформации двойникованием. В отдельных областях на плоскости (111) появляются группы мелких двойников, образующих иногда характерные узоры (рис. 29а). При последующем циклировании происходит рост ранее возникших двойников и появление новых. Через 150-200 циклов вся плоскость спайности монокристалла висмута покрывается равномерной сеткой мелких двойников системы $\{110\}$ (рис. 29б). Толщина отдельных двойников достигает 2-5 мкм, длина – 30-40 мкм. Общая площадь, занимаемая двойниками, составляет 25-30% поверхности (111) образца. Пересечения двойников, относящихся к разным кристаллографическим плоскостям, происходят без вторичного двойникования и элементов разрушения.

Изучение структуры в объеме кристалла показало, что двойники при термоциклировании появляются только в поверхностном слое, толщина которого не превышает линейных размеров отдельных двойников. Об этом же свидетельствуют изменения микротвердости поверхностных слоев кристаллов при термоциклировании. При малых нагрузках – 0,05-0,10 Н, когда глубина погружения индентора не превышает 10-15 мкм, микротвердость снижается при появлении сетки двойников почти в два раза. Микротвердость при нагрузке на индентор 0,30-0,40 Н практически не изменяется. Снижение микротвердости поверхностного слоя при малых нагрузках объясняется базисным скольжением в двойниках, возникающих при термоциклировании.

Анализ всей совокупности экспериментальных данных по изучению коллективов двойников указывает на то, что формирование

клиновидного двойника в перенапряженном объеме кристаллической решетки – сложный процесс, включающий два этапа. На первом этапе возбуждаются источники двойнивающих дислокаций и с большой скоростью образуется тонкий двойниковый клин. На втором этапе на готовых границах раздела происходит генерирование двойнивающих дислокаций и их трансляция вдоль двойниковых границ, при этом длина двойника не увеличивается [129]. При длительном действии нагрузки сдвойникованный объем за счет вторичных пластических сдвигов может увеличиваться в десятки раз.

Статистические исследования показали [164], что зарождение и развитие двойникового клина реализуется путём протекания четырех элементарных дислокационных процессов: 1) возбуждение источников двойнивающих дислокаций; 2) движение двойнивающих дислокаций в плоскости двойникования с образованием поверхности раздела; 3) генерирование двойнивающих дислокаций на готовых границах раздела; 4) трансляция двойнивающих дислокаций вдоль двойниковых границ. При действии на кристалл сосредоточенной нагрузки в окрестностях концентраторов протекают все перечисленные дислокационные процессы. В зависимости от условий деформирования вклад каждого из них в общую деформацию может быть разным. Двойникование контролируется процессом, протекание которого в данных условиях ограничено в наибольшей степени.

Элементарные дислокационные процессы, соответствующие первому этапу развития двойника, имеют атермический характер, генерирование и трансляция двойнивающих дислокаций на готовых границах активируются с повышением температуры [128, 164]. О температурной независимости дислокационных процессов на начальном этапе развития двойника свидетельствует также одинаковая степень некогерентности границ двойников, возникающих при азотной или предплавильной температуре в условиях динамического нагружения. Сочетание атермических и термически активируемых дислокационных процессов, обеспечивающих развитие механических двойников, является основной причиной сложной температурной зависимости интенсивности двойникования металлических кристаллов.

Изучение развития единичных двойников металлографически-

ми методами в сочетании с анализом статистических графиков распределений двойников по размерам и по плотностям двойникующих дислокаций на границах позволяют выявить элементарные механизмы дислокационных перестроек на двойниковых границах и определить их количественные характеристики. Эволюция статистических кривых распределений двойников по длинам (рис. 27), то есть по пробегам лидирующих дислокаций в дислокационных ансамблях, образующих клиновидные прослойки, отражает элементарные процессы "1" и "2" и не содержит информации о процессах "3" и "4". Изменения статистических графиков распределений клиновидных двойников по плотностям двойникующих дислокаций на границах (рис. 28), характеризующим степень некогерентности границ клина, в основном обусловлены интенсивностью процессов "3" и "4". Сравнительный анализ соответствующих статистических графиков при изменении одного из параметров, определяющих условия деформирования образца (структура кристалла, температура, время выдержки под нагрузкой и др.), позволяет получить исчерпывающие сведения о влиянии данного фактора на каждый из элементарных дислокационных процессов. Это, в свою очередь, открывает возможности путем целенаправленного выбора условий деформирования снижать долю двойников с нежелательными геометрическими характеристиками, повышая тем самым пластичность материала.

Неравномерный и непропорциональный характер изменения размеров двойниковых прослоек с ростом механических напряжений при всех изученных режимах нагружений свидетельствует о том, что рост клиновидного двойника в металле происходит в результате его прохождения через сетку случайно расположенных в кристалле стопоров.

На основании концепции об определяющей роли дефектов структуры в формировании ансамблей двойникующих дислокаций предложена вероятностная модель развития клиновидного двойника в реальном кристалле [168]. Физическую основу модели составляет предположение о скачкообразном движении ансамбля двойникующих дислокаций, обусловленным последовательным взаимодействием вершины клина с совокупностью различных по своей природе и мощности препятствий. При этом стопоры типа инородных включе-

ний преодолеваются скачкообразно, а препятствия типа нескомпенсированных полей упругих напряжений – путем постепенного продавливания вершины клина через область действия стопора. С помощью математического аппарата вероятностного описания случайных зависимых величин [169] получено аналитическое выражение для распределения вероятностей длин клиновидных двойников, которое хорошо описывает экспериментальные кривые распределений клиновидных двойников по длинам, возникающих в кристаллах висмута при действии сосредоточенной нагрузки. Распределения плотности вероятностей длин клиновидных двойников аппроксимируются композицией нормального и пуассоновского распределений, параметры которых характеризуют наличие в кристалле стопоров двух типов.

Разработанная дислокационная модель роста клиновидного двойника в реальном кристалле содержит феноменологические параметры, для определения которых необходимо дальнейшее накопление систематических статистических данных по экспериментальному изучению поведения клиновидных двойниковых прослоек в металлах при различных режимах нагружения.

Сходство дислокационных механизмов двойникования, мартенситных превращений и образования микротрещин позволяет считать, что основные закономерности перечисленных явлений обусловлены фундаментальными свойствами кристаллической структуры. В связи с этим новые результаты в одной из этих областей приводят к поиску аналогичных явлений в других. Подобная попытка осуществлена и в данном исследовании.

Известно, что развитие микротрещин также обусловлено взаимодействием с препятствиями, имеет вероятностный характер и его описание проводится в рамках статистической теории [170].

В реальном кристалле, содержащем случайно распределенные стопоры, трещина движется скачкообразно [171]. Из-за термоактивированного характера элементарного акта перемещения вершины трещины и структурной неоднородности материала все скачки – случайные величины, причем их совокупность не является полностью независимой. Поэтому для построения математической модели роста трещины и вывода теоретического закона распределения длин

трещин так же использован математический аппарат для зависимых случайных величин [169] и получено теоретическое распределение, аналогичное выражению для аппроксимации статистических графиков распределений двойников по длинам [172]. Его применение для интерпретации экспериментальных данных других авторов, описывающих распределение микротрещин по длинам, дает хорошее совпадение экспериментальных и теоретических статистических кривых.

Полное понимание закономерностей развития пластической деформации и разрушения на микроуровне обеспечит возможность адекватного макроскопического описания механических свойств двойникующихся материалов.

Создание физических основ пластичности и прочности реальных кристаллов предполагает разработку теории, содержащей систему взаимосогласованных кинетических уравнений эволюции дислокационных ансамблей, трещин и точечных дефектов под действием приложенных к телу внешних напряжений, а также напряжений, создаваемых самими дислокационными скоплениями, разрывами сплошности и другими структурными дефектами. Накопление систематических данных по экспериментальному изучению поведения двойниковых прослоек при различных режимах нагружения является обязательным этапом на пути решения этой задачи.

ГЛАВА 3

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЕДИНИЧНЫХ ДВОЙНИКОВЫХ ПРОСЛОЕК

§ 3.1. Обоснование реологического подхода к изучению механического поведения единичных двойниковых прослоек

Механические свойства двойникующихся металлов в значительной мере определяются наличием в них единичных двойниковых прослоек, поскольку границы раздела – протяженные области с разориентированной структурой – являются концентраторами внутренних напряжений в материале.

Уже в первых экспериментах по исследованию механического двойникования кристаллов обнаружилось глубокое сходство в поведении двойниковой прослойки и кристаллического макрообразца под нагрузкой. Гарбер, установивший закономерное изменение размеров и формы деформационного двойника в зависимости от приложенных напряжений, описал стадийность процесса в терминах механики деформируемого твердого тела [10]. Он показал, что в ионных кристаллах, где двойникование не сопровождается скольжением и протекает в чистом виде, единичная двойниковая прослойка, подобно кристаллическому макротелу, проявляет упруго-пластические

свойства.

По Гарберу, процесс развития механического двойникования имеет несколько стадий, определяемых тремя предельными напряжениями.

Перестройка кристаллической решетки при двойниковании начинается стадией "упругой" деформации. При достижении некоторого критического напряжения, названного Гарбером первым пределом упругости, в образце появляется двойник, который полностью выходит из кристалла при разгрузке [4]. Сдвойникованная область исчезает, и образец приобретает исходную кристаллическую структуру. Такой двойник Гарбер назвал "упругим", а самопроизвольную обратимость пластической деформации двойникованием – упругим двойникованием. Термин "упругий" в данном случае свидетельствует не об упругой деформации кристалла, а об обратимом характере пластической деформации двойникованием, то есть характеризует упругое поведение двойниковой прослойки под нагрузкой как единого целого.

Второй предел упругости соответствует образованию остаточной двойниковой прослойки – сдвойникованной области, которая не вытесняется из кристалла после устранения внешней силы.

При увеличении внешних напряжений до третьего предела напряжений начинается расширение двойниковой прослойки за счет перемещения двойниковых границ в направлении, перпендикулярном плоскости двойникования, то есть за счет ползучести двойниковых границ. Третий предел назван Гарбером пределом текучести остаточной двойниковой прослойки [10].

Кроме того, обнаружено явление ползучести двойниковых границ при постоянной нагрузке под действием напряжений, не превышающих второго предела упругости [148, 173, 174]. При этом в зависимости от знака напряжений двойниковая прослойка может либо расширяться, либо уменьшаться в размерах. Такое поведение двойника подобно ползучести металлического кристалла, подвергнутого воздействию неизменной нагрузки, лежащей ниже предела текучести.

Изучая закономерности развития единичных двойников, Гарбер пришел к выводу об аналогии механических свойств двойника и кри-

сталлического макротела [8].

Дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования [6, 7, 20, 22, 89, 96, 100, 175-183] надежно подтвердили сходство механического поведения единичной двойниковой прослойки и моноили поликристаллического образца под нагрузкой. В развитии единичных двойников при различных режимах нагружения экспериментально обнаружены и теоретически объяснены явления, имеющие аналоги при деформировании металлических образцов скольжением: на стадии упругого двойниковогоания – упругое последствие и гистерезис; на стадии расширения остаточных двойников – текучесть, ползучесть (утолщение двойника с постоянной скоростью при постоянной нагрузке) и упрочнение. В металлах двойниковые прослойки также обнаруживают в своем механическом поведении свойства макрообъектов. Это убедительно подтверждают результаты экспериментов, описанные в главе 2. В исследованных кристаллах в кинетике развития двойников выявлены и изучены: упругие свойства [11, 38, 131, 133], упрочнение [39, 110, 131, 133, 143, 153, 154, 161, 184,], разупрочнение [112, 149, 150, 152, 184] и релаксация напряжений на двойниковых границах [38, 112], внутреннее трение [112, 139], гистерезис [132, 134, 155], ползучесть границ раздела [148], эффект Баушингера [109, 112, 135-137, 141, 144, 145, 147, 152, 185].

То есть при нагружении и разгрузке сдвойниковогоанного кристалла единичная прослойка ведет себя как упруго-вязко-пластичное тело, напряженно-деформированное состояние которого можно анализировать с позиций современной механики сплошных сред. Такой феноменологический подход впервые осуществлен в работах [130, 186, 187], посвященных количественному описанию движения двойниковых границ в металлических кристаллах.

В развитие этой методологической идеи нужно отметить, что двойниковая перестройка, протекающая одновременно с термоупругим мартенситным превращением, обуславливает обратимость пластической деформации на границах раздела механических двойников и мартенситных включений и лежит в основе механизмов реализации таких явлений как сверхпластичность, сверхупругость и эффект памяти формы [100]. Все это требует более тщательного экспериментального изучения и адекватных теоретических трактовок ме-

ханических свойств границ, отделяющих области кристаллографических перестроек от матрицы кристалла.

Границы раздела механических двойников и мартенситных включений под нагрузкой во многом ведут себя одинаково. В частности, они чувствительны к внешним нагрузкам: варьированием внешнего усилия можно в широких пределах изменять суммарный объем образца, в котором произошла перестройка кристаллической решетки. Имеются убедительные экспериментальные доказательства того, что механические свойства мартенситных игл, так же как и двойников, аналогичны свойствам моно- и поликристаллических макрообразцов [100]. Физическое сходство этих процессов указывает на принципиальную возможность аналогий в их феноменологическом описании.

При двойниковой или мартенситной перестройке кристаллической решетки в нагруженном кристалле на границах раздела сосредоточена очень малая часть атомов деформируемого образца, поэтому при количественных оценках наблюдаемых макропроцессов невозможно провести простое аддитивное усреднение. В то же время области, в которых происходят структурные изменения, обладают достаточной автономностью по отношению к окружающей кристаллической среде. В развитии они ведут себя как единое целое и проследить индивидуальное поведение каждого атома на границе не представляется возможным.

В теоретическом изучении процессов, сопровождающихся перестройкой кристаллической решетки под действием механических напряжений, намечилось два подхода: разработка дислокационной теории бездиффузионной перестройки кристаллической решетки, включающей феноменологические параметры, и феноменологическое описание явления с последующим выяснением дислокационного смысла феноменологических характеристик. Первый подход хорошо объясняет закономерности двойникового в идеальной кристаллической решетке, второй – в реальном кристалле и применим для металлов, где двойниковая перестройка протекает одновременно со скольжением и разрушением. Одним из наиболее распространенных приемов количественного описания деформации твердых тел на макроскопическом уровне является использование методов клас-

сической феноменологической реологии. Такой подход надежно рекомендовал себя при теоретическом рассмотрении всех аспектов пластической деформации скольжением в металлах [188-199] и описании мартенситных состояний [200, 201].

В зависимости от способа деформирования двойник проявляет различные упруго-пластичные свойства. Если анализировать механическое поведение единичной двойниковой прослойки в металле с позиций реофизики [188], то очевидно, что она, подобно макрообразцу, обладает всеми основными реологическими свойствами: упругостью, пластичностью, вязкостью, прочностью и к ее феноменологическому описанию целесообразно применять реологический подход, позволяющий путем моделирования достаточно точно решать задачи об определении напряженно-деформированного состояния материала.

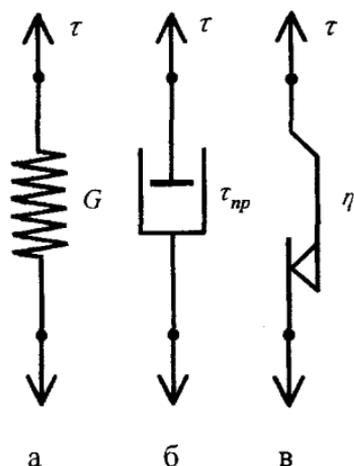
§ 3.2. Основные положения реологического моделирования двойникования металлов

В реологии – науке о деформации и течении вещества, изучающей связь между напряжениями и деформациями и их изменениями во времени, тела представляются как однородные сплошные среды, обладающие теми или иными фундаментальными реологическими свойствами и их сочетаниями. Основу реологии составляет аксиома, сформулированная М. Райнером [189, 190] и утверждающая, что каждое реальное тело обладает всеми реологическими свойствами, которые проявляются по-разному и в различной степени в зависимости от способа и параметров деформирования. Например, один и тот же материал при медленном нагружении может проявлять вязкие и пластические свойства, а при мгновенном приложении нагрузки ведет себя как упругое тело.

Для демонстрации комплекса реологических свойств материала, то есть механических свойств, характеризующих его поведение при деформировании под нагрузкой и после разгрузки, применяются наглядные механические модели [202]. Идеальному материалу, обладающему только одним реологическим свойством, соответ-

стует механический аналог с теми же механическими характеристиками. Такая простейшая модель называется реологическим телом. Каждое реологическое тело описывается фундаментальным законом классической механики сплошных сред, названным именем ученого, установившего соответствующую аналитическую зависимость между напряжением и деформацией или скоростью деформации [188-191].

Фундаментальные механические свойства материала в реологии представляются тремя простейшими моделями (рис. 30).



Р и с. 30. Модели идеальных реологических сред.
 а – идеальная упругость,
 б – вязкая жидкость Ньютона,
 в – идеальная пластичность.

Элемент, характеризующий упругость, называется телом Гука [190, 202]. Он представляет собой пружину (рис. 30а), подчиняющуюся закону Гука:

$$\tau = G\varepsilon, \quad (3.1)$$

где τ – механические напряжения, ε – относительная деформация, G – модуль упругости.

Вязкие свойства вещества моделирует тело Ньютона [190, 202], состоящее из цилиндра, заполненного вязкой жидкостью, в котором перемещается поршень (рис. 30б). Для него справедлив закон вязкости Ньютона:

$$\tau = \eta \dot{\epsilon}, \quad (3.2)$$

где η – коэффициент вязкости вещества, $\dot{\epsilon} = \frac{d\epsilon}{dt}$ – скорость деформации.

Пластичность представляется телом Сен-Венена [190], задающим условие течения идеально пластичного материала, начинающегося лишь при напряжениях выше предела текучести τ_{np} . Эта модель изображается в виде площадки с сухим трением или трибометра [202] (рис. 30в) и удовлетворяет условию текучести:

$$\tau = \tau_{np}, \quad (3.3)$$

где τ_{np} – предельное напряжение сдвига.

Материалы с одинаковыми механическими свойствами в модельном представлении отличаются только значениями реологических параметров, то есть скалярных констант, входящих в реологические уравнения (3.1) – (3.3) (модуль Юнга, коэффициент Пуассона, коэффициент вязкости и др.)

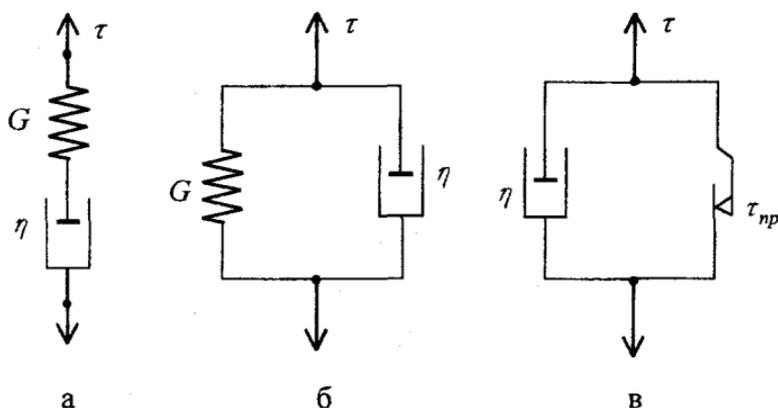
В механическом поведении реальных материалов, как правило, одновременно проявляется несколько основных реологических свойств. Их поведение под нагрузкой отображается более сложными моделями, в которых перечисленные механические аналоги входят как структурные элементы, образующие новое реологическое тело. Комбинации простейших моделей могут содержать их последовательные или параллельные соединения. При этом, если элементы соединены последовательно, то напряжения, действующие на каждый из них, одинаковы, а деформации суммируются; при параллельном же соединении складываются напряжения, соответствующие одной и той же деформации [189].

Если соединять параллельно или последовательно несколько однотипных элементов, то механическое поведение модели остается неизменным, меняются лишь количественные значения реологических параметров, характеризующих материал.

Для анализа стандартных реологических объектов разработан ряд моделей, ставших к настоящему времени хрестоматийными [188-

191, 194, 202, 203]. Для каждой из них написаны дифференциальные реологические уравнения состояния, устанавливающие связь между напряженно-деформированным состоянием среды и реологическими свойствами материала.

На рис. 31 приведены некоторые типичные реологические модели.



Р и с. 31. Модели реологически сложных сред.
а – Максвелла, б – Кельвина, в – Бингама-Шведова.

Модель упруго-вязкой среды Максвелла (тело Максвелла) [202,203] состоит из последовательно соединенных пружины и поршня (рис. 31а) и характеризует процесс релаксации напряжений. В реологическом уравнении среды Максвелла складываются скорости деформаций:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\tau}}{G} + \frac{\tau}{\eta}, \quad (3.4)$$

где $\dot{\tau} = \frac{d\tau}{dt}$ – скорость изменения действующих напряжений.

Из (3.4) видно, что релаксация напряжений определяется только реологическими параметрами Максвеллова тела.

Модель вязко-упругого тела Кельвина [202, 203] содержит те же

элементы – пружину и поршень, но соединенные в параллельную цепь (рис. 31б).

В уравнении Кельвина суммируются напряжения упругого и вязкого сопротивления тела и оно описывает упругое последствие:

$$\tau = G\varepsilon + \eta\dot{\varepsilon}, \quad (3.5)$$

здесь η – вязкость упругого последствия.

Модель упруго-вязко-пластичного тела Бингама-Шведова [188] представляет твердое тело, обладающее сопротивлением пластической деформации в результате наличия предела текучести τ_{np} , как тело Сен-Венена, а так же за счет вязкости η , называемой пластической вязкостью среды [191]. Она включает в себя параллельно соединенные поршень и трибометр (рис. 31в).

Реологическое уравнение Бингама-Шведова

$$\tau = \tau_{np} + \eta\dot{\varepsilon} \quad (3.6)$$

утверждает, что течение материала начинается только тогда, когда действующее напряжение достигнет значения, большего некоторого предельного напряжения сдвига τ_{np} .

Моделирование реологических свойств более сложных объектов осуществляется путем сочетания нескольких стандартных упруго-вязких моделей. Для исследования деформационного поведения материала при различных режимах нагружения на основании модели составляется уравнение состояния среды и решается с учетом значений реологических параметров исследуемого вещества.

Применение реологических моделей для количественного описания механических свойств твердого тела ограничено областью решения линейных задач физики пластичности. Однако в случаях, когда упругие или вязкие характеристики материала задаются нелинейными соотношениями, такой подход также правомерен. Он позволяет достаточно просто и наглядно проводить качественный анализ напряженно-деформированного состояния среды и на этой основе прогнозировать механическое поведение тела в заданных условиях нагружения.

Как было показано ранее (§ 3.1), единичную двойниковую про-

слойку, обладающую всеми фундаментальными реологическими свойствами – упругостью, пластичностью, вязкостью и прочностью, можно рассматривать как классический реологический объект и применять к её изучению методику и научный аппарат макрореологии.

Очевидно, процесс обратимости двойникования можно моделировать с помощью тела Гука, релаксацию напряжений на границах двойника – упруго-вязким телом Максвелла, ползучесть двойниковых границ – вязко-упругим телом Кельвина.

Принимая дислокационную природу двойникования в качестве теоретически обоснованного и экспериментально доказанного фундаментального положения [20], попытаемся описать основные экспериментальные результаты по изучению механических свойств единичных двойников с помощью наглядных реологических моделей.

В основу феноменологического анализа положим наиболее важные особенности механизма двойниковой перестройки кристаллической структуры.

I. На микроуровне двойник можно рассматривать как ансамбль одноименных двойникующих дислокаций, расположенных в одной плоскости и распределенных по контуру прослойки с некоторой плотностью, зависящей от степени некогерентности двойниковых границ.

II. Будем считать, что двойникование осуществляется достаточно медленно и в любой момент времени существует равновесие между внешним усилием и противодействием, создаваемым скоплениями двойникующих дислокаций на границах раздела, то есть будем пренебрегать процессами релаксации деформации при постоянной нагрузке.

III. Учтем, что процессы взаимодействия двойниковых границ с полными дислокациями и другими дефектами решетки начинаются с момента нагружения сдвойникованного кристалла и это, с одной стороны, облегчает генерирование и вход двойникующих дислокаций в кристалл, что обуславливает нелинейность зависимости $\tau(\Delta d)$ (рис. 5, § 2.2), с другой – приводит к частичной необратимости деформации при расширении двойника.

IV. Очевидно, что процесс расширения двойниковой прослойки

при нагружении кристалла является единым и не может быть разбит на "подпроцессы" образования его "упругой" и "неупругой" частей, поэтому такое разбиение будем проводить только для процесса разгрузки образца с последующим отдыхом.

V. По мере роста двойниковой прослойки в кристалле в результате изменения структурного состояния как сдвойникового объема, так и матрицы, реологические параметры упругости и вязкости этих двух сред, строго говоря, постоянно изменяются. Учитывая незначительность таких изменений, допускающую их пренебрежение, будем считать параметры упругости и вязкости постоянными, что упрощает интегрирование дифференциальных уравнений реологических состояний сдвойнированных металлических кристаллов при различных режимах нагружения.

VI. Все изучаемые нами деформации двойникованием являются конечными. Однако предполагается, что упругие деформации бесконечно малы, и можно пренебречь эффектами второго порядка, возникающими при сдвиге за счет вращения главных осей тензора деформаций. Такое допущение для остаточной двойниковой прослойки оправдано.

Модели, учитывающие указанные положения, применимы к изучению первичного нагружения, действия знакопеременных и импульсных нагрузок, а также других способов деформирования двойникующихся металлов.

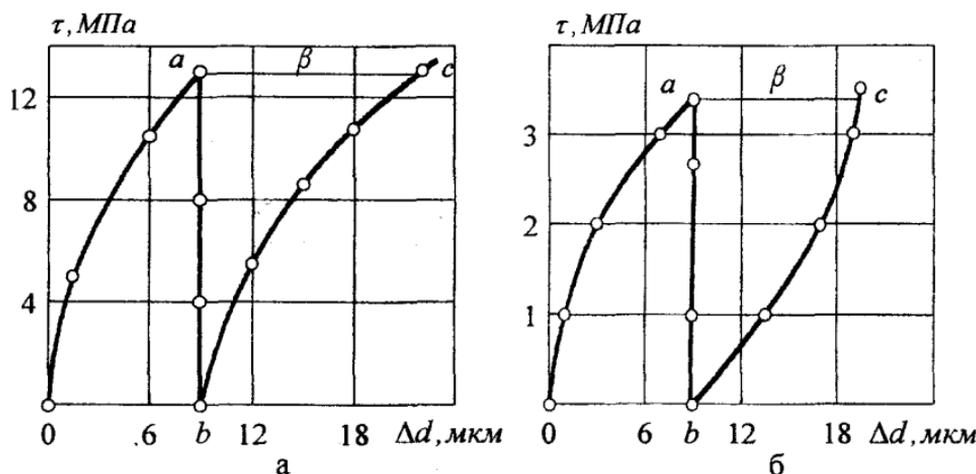
§ 3.3. Описание эффекта Баушингера на единичных двойниках в металлических кристаллах

Задача реологического изучения твердого тела будет решаться тем легче, чем проще модель, заложенная в основу анализа его механического поведения под нагрузкой. Рассмотрим случай, когда сдвойнированный металлический кристалл деформируется таким образом, что для феноменологического описания кинетики границ единичных двойниковых прослоек достаточно использовать одну из классических моделей, в частности, модель Кельвина.

В работах [135-137, 151] описан эффект Баушингера на отдель-

ных клиновидных двойниках в монокристаллах некоторых металлов, сплавов и ионных кристаллов, заключающийся в том, что если кристалл нагружается сначала в прямом, а затем в обратном направлениях, то с изменением знака нагрузки двойниковые границы начинают перемещаться при более низком уровне напряжения по сравнению с напряжением, при котором прервано прямое двойникование. Диаграммы $\tau(\Delta d)$ (напряжение-смещение двойниковых границ) при двойниковании и раздвойниковании не совпадают.

На рис. 32 показаны типичные диаграммы $\tau(\Delta d)$, где напряжение τ и смещение двойниковых границ Δd отложены без учета знака в положительном направлении координатных осей.



Р и с. 32. Диаграммы напряжение-смещение двойниковых границ при знакопеременном нагружении монокристалла цинка.

а – скорость нагружения 2,5 МПа/мин,

б – скорость нагружения 0,2 МПа/мин.

Участок $0a$ соответствует прямому двойникованию,

ab – снятию нагрузки, bc – раздвойникованию.

Как уже говорилось, смещение двойниковых границ в обратном направлении при достижении напряжения, равного по величине напряжению, при котором было прервано прямое двойникование, то есть величина β , выбрана в качестве основной количественной меры эффекта [135].

В [135-137, 151] и в данном исследовании изучены зависимости эффекта Баушингера от угла раствора двойникового клина, числа циклов передвойникования, наличия примесей, скорости нагружения и т. д. Все эти данные нуждаются в обобщении в рамках единой модели.

При нагружении сдвойникового кристалла до напряжений, превышающих предел текучести единичной двойниковой прослойки, и последующей разгрузке двойниковая прослойка ведет себя как упруго-вязкое тело, механические свойства которого можно описать моделью Кельвина (рис. 31б). Приложив к модели внешнее усилие, проанализируем ее напряженно-деформированное состояние с учетом механического поведения составляющих ее элементов.

Полное смещение двойниковых границ в одном цикле "нагружение-разгрузка" соответствует упругой деформации, которая исчезает после снятия нагрузки (упругое раздвойникование [38]), и некоторому необратимому передвойникованию областей кристалла в окрестностях границ раздела двойник-материнский кристалл, которое можно интерпретировать как пластическое течение ϵ за счет движения границ в кристаллической среде матрицы с эффективной вязкостью η . Следует отметить, что если напряжения не очень велики, то пластическая деформация наблюдается только в окрестностях двойниковых границ и не охватывает всего образца. Тогда для описания деформации в приграничных областях двойникового клина можно записать уравнение Кельвина:

$$\tau = G\epsilon + \eta\dot{\epsilon}, \quad (3.7)$$

G – в данном случае некоторый характерный модуль двойниковых границ, τ – среднее напряжение в кристалле без учета концентрации на границах.

Таким образом, в рамках модели упруго-вязкого тела двойни-

ковый клин характеризуется двумя параметрами G и η , которым можно придать определенный физический смысл в зависимости от конкретной экспериментальной ситуации.

С помощью уравнения (3.7) определим зависимости относительной деформации ε от времени t в сложном процессе деформирования, состоящем из трех этапов (рис. 32).

На первом этапе напряжение возрастает от 0 до τ_0 с постоянной скоростью нагружения $\dot{\tau} = const$; при этом за время t_0 достигается некоторая заданная деформация ε_0 (прямое двойникование).

На втором этапе кристалл разгружается. Напряжение снимается до 0 со скоростью $\dot{\tau}' \gg \dot{\tau}$, и в результате упругого раздвойникования деформация прослойки снижается до ε_0' .

На третьем этапе к образцу прикладывается напряжение обратного знака, возрастающее со скоростью $\dot{\tau}$, равной по абсолютной величине скорости нагружения на первом этапе, до значения $-\tau_0$. Время реализации третьего этапа также равно t_0 . На третьем этапе происходит раздвойникование и при $\tau = -\tau_0$ достигается некоторая деформация $\varepsilon_k \neq \varepsilon_0$. Разность $\varepsilon_0 - \varepsilon_k$ примем за меру эффекта Баушингера на единичной прослойке. Для определения зависимостей $\varepsilon(t)$ необходимо на каждом из этапов в уравнение (3.7) подставить соответствующие функции $\tau(t)$ и решить полученные дифференциальные уравнения.

I-ый этап. Прямое двойникование.

Положим в (3.7)

$$\tau = \dot{\tau} t$$

и зададим начальное условие в виде

$$\varepsilon(t=0) = 0. \quad (3.8)$$

Условие (3.8) соответствует термодинамическому равновесию остаточной двойниковой прослойки в кристалле, то есть полной ре-

лаксации деформаций на границах.

Тогда решение уравнения (3.7) получим в виде:

$$\varepsilon = \frac{\dot{\tau}}{G} t - \frac{\eta \dot{\tau}}{G^2} (1 - \exp(-\frac{G}{\eta} t)). \quad (3.9)$$

Выражение (3.9) можно упростить, если учесть, что эффективная вязкость пластического течения в металлах велика и, кроме того, всегда можно выбрать такую скорость нагружения $\dot{\tau}$, при которой время t_0 будет достаточно малым, таким что

$$\frac{G}{\eta} t \ll 1. \quad (3.10)$$

В этом случае величину $\exp(-\frac{G}{\eta} t)$ можно разложить в ряд и, если ограничиться первыми его двумя членами

$$\exp(-\frac{G}{\eta} t) \approx 1 - \frac{G}{\eta} t, \quad (3.11)$$

то выражение (3.9) дает $\varepsilon = 0$. Поэтому возьмем первые три члена разложения. После подстановки в (3.9) получим:

$$\varepsilon = \frac{\dot{\tau}}{2\eta} t^2. \quad (3.12)$$

То есть зависимость $\varepsilon(t)$ на стадии утолщения двойниковой прослойки представляет собой квадратичную параболу, вид которой определяется скоростью нагружения $\dot{\tau}$ и эффективной вязкостью η . Если деформация в конце прямого двойникования известна (она равна ε_0), то можно записать:

$$\varepsilon_0 = \frac{\dot{\tau}}{2\eta} t_0^2,$$

откуда находим длительность прямого двойникования

$$t_0 = \sqrt{\frac{2\eta}{\dot{\tau}}} \varepsilon_0. \quad (3.13)$$

II-ой этап. Разгрузка кристалла.

Если скорость снятия нагрузки равна $\dot{\tau}'$, то приближенно можно считать, что напряжение со временем убывает линейно:

$$\tau = \tau_0 - \dot{\tau}'t, \quad (3.14)$$

(время отсчитывается от начала разгрузки). Длительность разгрузки составляет t' и при $t = t'$ определяется из условия: $\tau = 0$, откуда

$$t' = \frac{\tau_0}{\dot{\tau}'}. \quad (3.15)$$

Решение уравнения (3.7) с левой частью в виде (3.14) при начальном условии

$$\varepsilon(t = 0) = \varepsilon_0$$

имеет вид:

$$\varepsilon = \left(\varepsilon_0 - \frac{\tau_0}{G} - \frac{\eta \dot{\tau}'}{G^2}\right) \exp\left(-\frac{G}{\eta}t\right) + \frac{\tau_0}{G} + \frac{\eta \dot{\tau}'}{G^2} - \frac{\dot{\tau}'}{G}t.$$

С учетом принятых допущений (3.10), раскладывая $\exp\left(-\frac{G}{\eta}t\right)$ в ряд, получаем

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \left(\frac{\varepsilon_0 G}{\eta} - \frac{\tau_0}{\eta}\right)t, \quad (3.16)$$

то есть в процессе разгрузки деформация в первом приближении линейно убывает со временем. В конце разгрузки достигается значение деформации ε_0' , которое можно определить, подставив значения t' из (3.15) в уравнение (3.16), откуда следует:

$$\varepsilon_0' = \varepsilon_0 - \left(\frac{\varepsilon_0 G}{\eta} - \frac{\tau_0}{\eta}\right) \frac{\tau_0}{\dot{\tau}'}$$

Если η и $\dot{\tau}'$ достаточно велики, то

$$\varepsilon_0' \approx \varepsilon_0. \quad (3.17)$$

Условие (3.17) достаточно хорошо выполняется на клиновидных двойниках в монокристаллах цинка. Экспериментально установлено, что после снятия нагрузки обратное смещение двойниковых границ в результате упругого раздвойникового редко превышает 1 мкм.

III-ий этап. Раздвойникование.

Зависимость напряжения от времени при раздвойниковании имеет вид:

$$\tau = -\dot{\epsilon} t, \quad (3.18)$$

(время отсчитывается от начала приложения напряжений обратного знака).

Подставляя выражение (3.18) в левую часть (3.7) и решая это уравнение при начальном условии $\epsilon(t=0) = \epsilon_0'$, получаем:

$$\epsilon = \left(\epsilon_0' - \frac{\eta \dot{\epsilon}}{G^2} \right) \exp\left(-\frac{G}{\eta} t\right) - \frac{\dot{\epsilon}}{G} t + \frac{\eta \dot{\epsilon}}{G^2}. \quad (3.19)$$

Для случая кристаллов цинка с учетом (3.17) в соотношение (3.19) вместо ϵ_0' можно подставить ϵ_0 :

$$\epsilon \approx \left(\epsilon_0 - \frac{\eta \dot{\epsilon}}{G^2} \right) \exp\left(-\frac{G}{\eta} t\right) - \frac{\dot{\epsilon}}{G} t + \frac{\eta \dot{\epsilon}}{G^2}. \quad (3.20)$$

При выполнении условия (3.10) можно в первом приближении воспользоваться разложением вида (3.11), так как величина ϵ (в отличие от этапа прямого двойникового) в данном случае в нуль не обращается. Подстановка (3.11) в (3.20) дает:

$$\epsilon \approx \epsilon_0 - \epsilon_0 \frac{G}{\eta}. \quad (3.21)$$

Таким образом, деформация в процессе раздвойникового в первом приближении линейно убывает со временем. При достижении $\tau = -\tau_0$ она равна

$$\epsilon_k \approx \epsilon_0 - \epsilon_0 \frac{G}{\eta} t_0$$

или, учитывая ранее полученное соотношение (3.13) для t_0 , можно записать

$$\varepsilon_k \approx \varepsilon_0 - \varepsilon_0 \frac{G}{\eta} \sqrt{\frac{2\eta}{\dot{\varepsilon}}} \varepsilon_0. \quad (3.22)$$

Мерой эффекта Баушингера на единичной двойниковой прослойке является отличие ε_k от ε_0 , то есть величина $\varepsilon_0 - \varepsilon_k$, которая согласно (3.22) приближенно равна

$$\varepsilon_0 - \varepsilon_k \approx \sqrt{\frac{2G^2}{\eta \dot{\varepsilon}}} \varepsilon_0^{3/2}. \quad (3.23)$$

Соотношением (3.23) можно пользоваться для оценки ожидаемого баушингеровского смещения двойниковых границ единичной двойниковой прослойки при заданных ε_0 и $\dot{\varepsilon}$ и известных параметрах η и G .

В тех случаях, когда раздвойникование проводится с малой скоростью или, когда отношение $\frac{G}{\eta}$ не слишком мало, то есть при ус-

ловии $\frac{G}{\eta} t < 1$ (в отличие от условия (3.10)) в разложении (3.11) нужно взять первых три члена ряда, тогда

$$\varepsilon \approx \varepsilon_0 - \varepsilon_0 \frac{G}{\eta} t + (\varepsilon_0 - \frac{\eta \dot{\varepsilon}}{G^2}) \frac{G^2}{2\eta^2} t^2. \quad (3.24)$$

Величину ε_k находим, подставляя в (3.24) значение t_0 из (3.13). При этом баушингеровскую деформацию $\varepsilon_0 - \varepsilon_k$ уже нельзя определять с помощью простого соотношения (3.23).

Вид кривой (3.24) сильно зависит не только от реологических модулей η и G , но и от заданных содержанием эксперимента параметров ε_0 и $\dot{\varepsilon}$. При условии

$$\varepsilon_0 > \frac{\eta \dot{\varepsilon}}{G^2} \quad (3.25)$$

величина ε убывает со временем медленнее, чем при выполнении условия

$$\varepsilon_0 < \frac{\eta \dot{\varepsilon}}{G^2}. \quad (3.26)$$

Если же

$$\varepsilon_0 \approx \frac{\eta \dot{\varepsilon}}{G^2}, \quad (3.27)$$

уравнение (3.24) дает результаты, сходные с (3.21) даже при не очень

малых значениях $\frac{G}{\tau} t$.

С помощью уравнения (3.7) можно описать поведение в различных экспериментальных ситуациях таких пластически деформированных микрообластей, как единичные двойники, линии скольжения, полосы сброса, дислокационные петли, то есть микрообъемов образца, в которых пластическую деформацию можно считать однородной. Применительно к двойникующимся материалам уравнение (3.7) описывает лишь ту часть деформации кристалла, которая осуществляется за счет смещения двойниковых границ единичной прослойки. Если двойникование сопровождается скольжением, что обычно наблюдается в металлах, то это будет приводить к увеличению эффективной вязкости η , так как в результате образования дефектов в кристаллической структуре в ходе пластической деформации возрастают силы сопротивления движению двойниковых границ. В качестве ε в (3.7) каждый раз следует брать не усредненную деформацию всего об-

разца, равную $\frac{sd}{L}$ [204], где d – толщина, L – длина двойниковой прослойки, s – удельный кристаллографический сдвиг атомов при двойниковании, а локальную деформацию, то есть относительное изменение размеров деформируемого объема в образце.

Для перехода от модели к величинам, экспериментально измеряемым на единичных двойниках, произведем замену с учетом введенного в § 2.3 определения величины деформации двойникованием:

$$\varepsilon = \frac{\Delta d}{d_0} = \frac{d}{d_0} - 1,$$

где $\Delta d = d - d_0$ — смещение двойниковых границ при прямом нагружении, d_0 — начальная толщина прослойки.

Деформация прослойки в процессе прямого двойникования

$$\varepsilon_0 = \frac{\Delta d}{d_0}.$$

Баушингеровское смещение двойниковых границ β связано с деформацией Баушингера соотношением

$$\varepsilon_0 - \varepsilon_k = \frac{\beta}{d_0}.$$

При этом основные уравнения, описывающие эффект Баушингера, приобретают вид: вместо (3.12) получаем

$$d = d_0 \left(1 + \frac{\dot{\tau}}{2\eta} t^2 \right), \quad (3.28)$$

а вместо (3.21) —

$$d = d_0 + \Delta d_0 - \Delta d_0 \frac{G}{\eta} t. \quad (3.29)$$

Выражение (3.23) приобретает вид:

$$\beta = \sqrt{\frac{2G^2}{\eta \dot{\tau}} \frac{(\Delta d_0)^{3/2}}{d_0^{1/2}}}.$$

Наконец, для более точной оценки изменения толщины двойниковой прослойки при раздвойниковании вместо (3.24) получаем

$$d - d_0 = \Delta d_0 \left(1 - \frac{G}{\eta} t\right) + \frac{d_0}{2} \left(\frac{\Delta d_0}{d_0} \frac{G^2}{\eta^2} - \frac{\dot{\tau}}{\eta}\right) t^2. \quad (3.30)$$

С помощью перечисленных соотношений по экспериментальным данным можно определить параметры η и G . Для этого необходимо построить графическую зависимость $\sqrt{\Delta d} = f(t)$, которая, согласно (3.28), имеет вид

$$\sqrt{\Delta d} = \sqrt{\frac{d_0 \dot{\tau}}{2\eta}} t$$

и по наклону этой прямой найти параметр η при известных d_0 и $\dot{\tau}$. Начальный наклон кривой $d = f(t)$ в процессе раздвойнивания,

согласно выражению (3.29), равен $-\Delta d_0 \frac{G}{\eta}$, откуда определяется

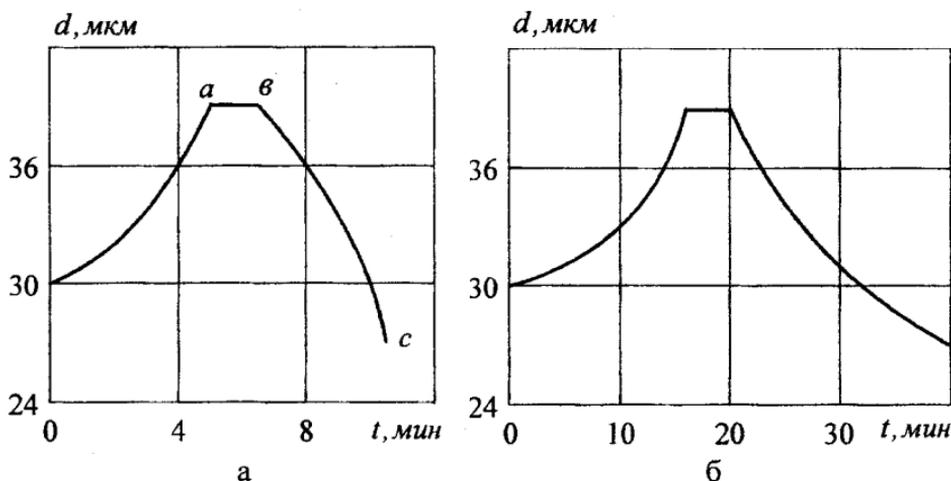
параметр G , если известны η и Δd_0 . Более точное соотношение (3.30) может использоваться для контроля за правильностью определения параметров η и G .

На рис. 32 представлены типичные диаграммы $\tau = f(\Delta d)$, полученные на клиновидных двойниках системы $\{10\bar{1}2\}$ в монокристаллах цинка при скоростях нагружения 2,5 МПа/мин (рис. 32а) и 0,2 МПа/мин (рис. 32б). Методика измерения толщины двойника и техника нагружения образцов описаны в [38]. На рис. 33 те же кривые построены в координатах $d = f(t)$.

При значениях параметров: $\eta = 6 \cdot 10^9$ Па · с и $G = 10$ МПа эти зависимости хорошо описываются уравнениями (3.28) и (3.30).

На этапе прямого двойнивания кривые $d = f(t)$ имеют вид, соответствующий выражению (3.28), при раздвойнивании форма кривых $d = f(t)$ соответствует условиям (3.25) и (3.26): при большей скорости нагружения кривая выгнута вверх, при меньших скоростях $\dot{\tau}$ вогнутость кривой меняет знак (рис. 33). При скоростях

нагружения ~ 1 МПа/мин кривые $\dot{\epsilon}$ на участке раздвойнивания почти не отличаются от прямых, что соответствует условию (3.27) и дает для обратного нагружения формулу (3.29).



Р и с. 33. Зависимости толщины двойника от времени деформации, соответствующие диаграммам $\tau = f(\Delta d)$, изображенным на рис.32.

Как видно, количественные соотношения для описания механических явлений на границах остаточных двойниковых прослоек при знакопеременном деформировании, полученные на основании модельных реологических представлений, дают хорошее соответствие между теоретическими и экспериментальными результатами. Следующим этапом развития макроскопической теории двойнивания металлов должно быть выяснение физического смысла реологических параметров G и η применительно к изучаемому виду деформации. Для его реализации необходимо установить взаимосвязь макрохарактеристик двойниковых прослоек с параметрами дислокационной структуры двойниковых границ. Решение этой задачи возможно при условии накопления систематических теоретических данных

по феноменологическому описанию реологического поведения двойниковой прослойки при различных способах нагружения кристаллов.

§ 3.4. Реологическое моделирование механического поведения двойниковой прослойки на основе модели Бюргера

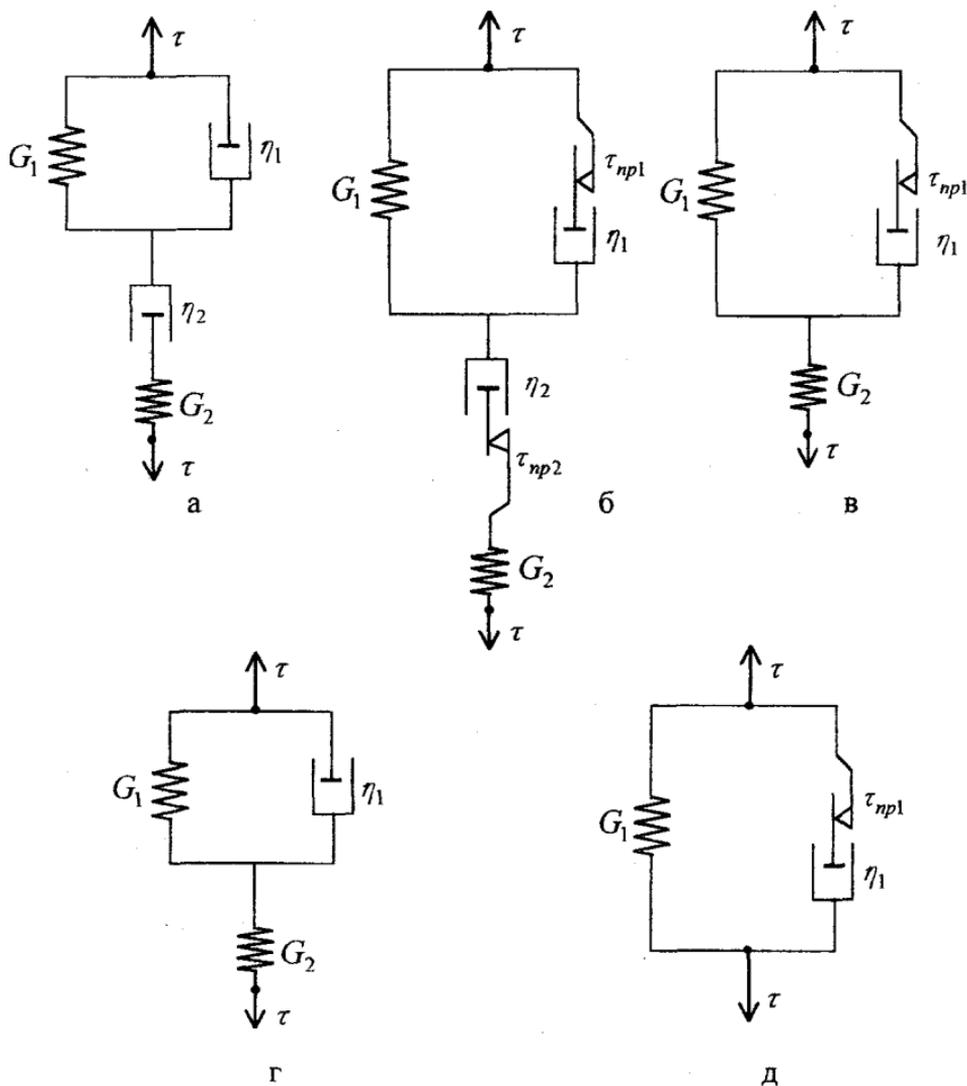
Модель упруго-вязкого тела Кельвина позволяет достаточно успешно количественно проанализировать эффект Баушингера на единичных двойниковых прослойках (§ 3.3). Для описания остальных явлений на границах двойников, рассмотренных в главе 2, нужны другие реологические модели и уравнения.

Более полно упруго-пластично-вязкие свойства металлических образцов отражает широко используемая модель Бюргера [188-191, 202, 203]. Рассмотрим возможности ее применения к теоретическому исследованию пластической деформации двойникованием.

Известно, что тело Бюргера, образованное комбинацией моделей Максвелла и Кельвина, соединенных между собой последовательно [188, 203] (рис. 34а), под нагрузкой проявляет упругость, задержку деформации, вязкое течение и ползучесть [189-191]. Следовательно, модель Бюргера достаточно полно отражает свойства двойниковой прослойки при разгрузке и отдыхе сдвойникового образца и с успехом может быть использована для количественного описания этих процессов.

Такая модель отражает полную обратимость пластической деформации на двойниковых границах. Поэтому ее можно применять для изучения только релаксационных, но не гистерезисных явлений на границах раздела.

Однако, модель Бюргера не пригодна к описанию широкого спектра свойств металлических образцов, пластическая деформация которых начинается при достижении некоторого уровня напряжений – предела текучести. По этой причине для моделирования движения двойниковых границ при различных внешних воздействиях её нужно несколько усложнить.



Р и с. 34. Трансформация реологической модели Бюргера.
 а - модель Бюргера, б - модель I, в - модель II,
 г - модель III, д - модель IV.

В двойникующихся металлах пластическая деформация представляет собой сложный комплекс процессов, протекающих одновременно. При этом одноименные процессы сдвигообразования в различных частях кристалла – в сдвойникованной части и в матрице – имеют различные упругие, пластические и вязкие характеристики. В частности, кроме двойникования в теле двойниковой прослойки и в её окрестностях, происходит скольжение. В силу разной ориентировки плоскостей скольжения в сдвойникованной области и в материнской части кристалла по отношению к действующей внешней нагрузке пределы текучести для этих видов скольжения могут быть различными.

Учет сопутствующего двойникованию скольжения в двойниковой прослойке и прилегающих к её границам областях кристалла ведет к значительному усложнению модели Бюргерса и образованию модели I (рис. 34б), наиболее полно учитывающей свойства движущихся границ двойниковой прослойки в образце. Здесь G_1 – упругий модуль двойниковой границы, G_2 – упругий модуль матрицы кристалла, τ_{np1} и τ_{np2} – пределы текучести для скольжения в сдвойникованной части кристалла и матрице, соответственно. Однако τ_{np1} может означать также и предельные напряжения, при которых двойниковая граница начинает перемещаться. Параметры η_1 и η_2 – коэффициенты вязкости, которую испытывает двойниковая граница при движении в сторону сдвойникового объема (раздвойникование) и в сторону несдвойникованной части кристалла (прямое двойникование). Реологическое поведение модели I (рис. 34б) при различных режимах нагружения весьма сложно, оно описывается довольно громоздкими соотношениями. Поэтому целесообразно прежде всего рассмотреть наиболее простые частные случаи.

Остальные модели, приведенные на рис 34, представляют собой упрощение модели I. Отсутствие какого-либо элемента в моделях II, III, и IV (рис. 34в, рис. 34г, рис. 34д) по сравнению с моделью I означает пренебрежение каким-то явлением. Напри-

мер, в модели II не учитывается скольжение в матрице; в модели III – предел текучести для скольжения в двойнике или для начала движения двойниковых границ, наконец, в модели IV игнорируются упругие свойства всего образца, то есть G_2 . Изображенные на рис. 34 модификации модели Бюргерса описывают все экспериментально наблюдаемые варианты поведения двойниковых границ в металлических кристаллах. Кроме того, при более строгом подходе к учету особенностей двойниковой прослойки в реальном кристалле нужно иметь в виду неравноценность границ клиновидных двойников [8, 38] и для сжатой и растянутой границ вводить разные упругие модули. Это приведет к появлению в модели I еще одного упругого элемента.

Предложенные модели на первый взгляд представляются достаточно грубым приближением. Однако если считать, что роль пружин в реальных кристаллах выполняют участки локализованных упругих напряжений, а вязкие элементы учитывают взаимодействие двойникующих дислокаций со стопорами, то каждая из составных частей моделей и их реологические параметры достаточно полно отражают процессы, обеспечивающие перемещение двойниковых границ при различных условиях деформирования.

Полная деформация в окрестностях двойника складывается из упругой $\varepsilon_{упр}$ и пластической $\varepsilon_{пласт}$ частей, описываемых соответственно законами Гука и Ньютона.

Скольжение в двойнике обычно сказывается при больших углах раствора двойниковых границ. В этом случае вязкость η_2 велика и вклад части $\varepsilon_{пласт}$ в полную деформацию кристалла незначителен. Поэтому для большинства практических применений достаточно ограничиться модификацией модели Бюргерса типа модели II. Элемент η_1 с пределом текучести $\tau_{пр1}$ позволяет "замораживать" некоторую часть деформации после снятия нагрузки, которая играет роль пластической части деформации. При больших значениях η_2 "замороженная" часть деформации практически не отличается от истинной пластической деформации, описываемой моделью I.

Для некоторых металлов (например, цинка, его сплавов с медью и, отчасти, висмута) поведение двойников характерно наличием $\tau_{пр1}$. Этот случай соответствует видоизменению модели Бюргерса таким образом, что она приобретает вид модели III. Наконец, в некоторых ситуациях, например, при малых толщинах двойников в кристаллах бериллия, упругая часть смещения двойниковых границ оказывается пренебрежимо малой, а предел текучести для двойниковых границ ярко выражен. В этом случае можно использовать модель IV. Следует отметить, что поведение даже такой простой модели, как модель IV, описывается довольно сложными соотношениями. Однако переход от модели IV к моделям II и I осуществляется достаточно просто путем добавления элементов, учитывающих упругую или пластическую деформацию.

Представляется разумным начать анализ возможностей применения реологических моделей к описанию кинетики двойниковых границ в металлах при различных условиях деформирования с наиболее простых моделей, а именно – с моделей III и IV.

Из перечисленных модификаций модели Бюргерса широко известна только модель III, она часто используется для описания механических свойств различных металлических образцов и поэтому получила название "модель типичного (стандартного) твердого тела", а уравнение, описывающее ее – уравнение линейного стандартного тела, – вошло во многочисленные учебники и монографии по теории упругости, прочности, пластичности и реологии [190, 191] и применяется при изучении процессов релаксации напряжений и деформации, поведения материала при длительном воздействии напряжений, при деформировании сыпучих сред и т.д.

§ 3.5. Анализ процессов упрочнения-разупрочнения на двойниковых границах при повторных нагрузках

Известно, что если пластическая деформация скольжением прервана при напряжении $\tau = \tau_0$ и образец разгружен, а затем таким же

способом нагружен снова до напряжения τ_0 , то кривая повторного нагружения $\tau(\varepsilon)$ практически совпадает с разгрузочной кривой, а при напряжениях $\tau > \tau_0$ эта кривая является продолжением кривой первичной деформации. Иногда прерывание деформации ведет к появлению "зуба текучести". Этот эффект обычно объясняется блокировкой дислокаций примесями [206].

Способность материала сохранять упрочнение, накопленное при первичной деформации, определяется поведением полных дислокаций, ответственных за пластическую деформацию скольжением.

Двойникование в отличие от скольжения обладает некоторыми специфическими особенностями. В частности, двойникование в значительной степени процесс обратимый. После полной разгрузки образца размеры клиновидного двойника уменьшаются, что свидетельствует о большой подвижности двойникоующих дислокаций. Обратимая деформация на границах единичных двойниковых прослоек может достигать $\sim 10\%$ [6, 100]. Двойникование в металлических кристаллах всегда сопровождается скольжением, которое приводит к уменьшению напряжений вблизи двойниковых границ и обеспечивает устойчивость клиновидных двойников.

Для единичных двойниковых прослоек с некогерентными границами на стадии увеличения угла раствора клина характерен эффект разупрочнения [149, 150], то есть явление потери упрочнения, накопленного при первичном нагружении. Он состоит в дополнительном смещении двойниковых границ под действием повторных циклов нагружения с той же амплитудой напряжений. В процессе роста двойника в кристалле этот эффект не наблюдается. По мере увеличения числа циклов повторных нагружений дополнительное смещение двойниковых границ уменьшается до нуля и упрочнение полностью восстанавливается. Эффект разупрочнения в [150] объясняется накоплением сидячих дислокаций в окрестностях двойника и связанного с этим ростом далекодействующих внутренних напряжений, стабилизирующих положение границ.

Для моделирования и количественной оценки процесса потери упрочнения на двойниковых границах при разгрузке и восстановления эффекта упрочнения в последующих циклах нагружения (гл. 2,

§ 2.3) применима модель III (рис. 34г), которая хорошо отражает механическое поведение единичной двойниковой прослойки при повторных нагрузках.

В окрестностях двойника осуществляются упругие $\varepsilon_{упр}$ и пластические $\varepsilon_{пласт}$ смещения, которые вносят вклад в полную деформацию ε

$$\varepsilon = \varepsilon_{упр} + \varepsilon_{пласт} . \quad (3.31)$$

Упругая деформация $\varepsilon_{упр}$ описывается законом Гука:

$$\varepsilon_{упр} = \frac{\tau}{G_1} , \quad (3.32)$$

где G_1 – некоторый модуль упругости, определяемый упругими свойствами двойниковых границ [207].

Выражение для $\varepsilon_{пласт}$, предполагая наличие силы вязкого сопротивления, вызывающей необратимость смещений двойниковых границ, можно написать, воспользовавшись законом Ньютона:

$$\dot{\varepsilon}_{пласт} = \frac{\tau}{\eta_1} , \quad (3.33)$$

где $\dot{\varepsilon}_{пласт} = \frac{d\varepsilon_{пласт}}{dt}$ – скорость деформации, η_1 – параметр вязкости двойниковой прослойки.

В процессе развития двойника параметр вязкости η_1 может изменяться, поэтому следует полагать, что

$$\eta_1 = \eta_1(\varepsilon_{пласт}) . \quad (3.34)$$

Для малых деформаций вместо (3.44) можно записать:

$$\eta_1(\varepsilon_{пласт}) \approx \frac{d\eta_1}{d\varepsilon_{пласт}} \varepsilon_{пласт} , \quad (3.35)$$

где η_0 – значение η_1 при $\varepsilon_{пласт} = 0$.

Из (3.33) и (3.35) находим:

$$\begin{aligned} \tau &= \left(\eta_0 + \frac{d\eta_1}{d\varepsilon_{\text{пласт}}} \varepsilon_{\text{пласт}} \right) \dot{\varepsilon}_{\text{пласт}} = \\ &= \eta_0 \dot{\varepsilon}_{\text{пласт}} + \frac{d\eta_1}{d\varepsilon_{\text{пласт}}} \frac{d\varepsilon_{\text{пласт}}}{dt} \varepsilon_{\text{пласт}} = \eta_0 \dot{\varepsilon}_{\text{пласт}} + \dot{\eta}_1 \dot{\varepsilon}_{\text{пласт}} \end{aligned} \quad (3.36)$$

Величина $\dot{\eta}_1$ имеет размерность модуля упругости, поэтому обозначим:

$$\dot{\eta}_1 \equiv G_2. \quad (3.37)$$

Далее увидим, что $\dot{\eta}_1$ мало изменяется при росте $\varepsilon_{\text{пласт}}$. Поэтому для описания свойств двойниковых границ возьмем три параметра: G_1 , G_2 и η_0 , физический смысл которых будет обсужден ниже.

Из (3.31), (3.32), (3.36) и (3.37) получаем уравнение, связывающее переменные величины τ и ε

$$\tau + t_\varepsilon \dot{\tau} = G^* (\varepsilon + t_\tau \dot{\varepsilon}), \quad (3.38)$$

где
$$t_\varepsilon = \frac{\eta_0}{G_1 + G_2}, \quad t_\tau = \frac{\eta_0}{G_2}, \quad G^* = \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2}. \quad (3.39)$$

Нужно отметить, что выражение (3.38) имеет вид "уравнения стандартного линейного тела". Величина G^* в той модели – "релаксированный модуль упругости", t_ε и t_τ – времена релаксации напряжения (при постоянной деформации) и деформации (при постоянном напряжении), соответственно.

Решая уравнение (3.38) для различных экспериментально задаваемых функций $\tau(t)$, получим количественное описание изменения толщины двойниковой прослойки при нагружении, то есть графиков $\varepsilon(t)$. Сравнивая эти кривые с экспериментальными зависимостями $\varepsilon(t)$, можно определить параметры G_1 , G_2 и η_0 .

Используем выражение (3.38) для анализа поведения двойнико-

(3.50) подобны экспериментальным кривым смещения двойниковых границ в кристаллах цинка при пульсации напряжений (рис. 13 § 2.3). Кривая повторного нагружения (3.50) не совпадает ни с одной из разгрузочных кривых (3.43), (3.44); это соответствует эффекту разупрочнения в кристаллах висмута и цинка, описанному выше. Вычисление количественной меры эффекта β_1 из уравнений (3.44), (3.49) и (3.50) дает:

$$\beta_1 = \varepsilon_1 - \varepsilon_0 = \varepsilon' \left(\exp - \frac{\tau_0}{\dot{\eta}_\tau} \right) = \varepsilon' \exp \left(- \frac{G_2 \tau_0}{\eta_0 \dot{\tau}} \right), \quad (3.51)$$

где ε_1 – деформация, достигнутая после второго нагружения до напряжения $\tau = \tau_0$.

Мера эффекта разупрочнения может быть также определена для третьего, четвертого и других циклов нагружения (см. величины β_2 , β_3 ... на рис. 13). Вычисляя последовательно зависимости $\varepsilon(t)$ для третьего, четвертого, и т. д. циклов нагружения с помощью уравнения (3.38) и сравнивая величины $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n$, приходим к выражению .

$$\beta_n = \beta_1 \exp \left(- (n-1) \frac{G_2 \tau_0}{\eta_0 \dot{\tau}} \right) = \varepsilon' \exp \left(- n \frac{G_2 \tau_0}{\eta_0 \dot{\tau}} \right), \quad (3.52)$$

где $n = 1, 2, \dots$ – число циклов "разгрузка-повторное нагружение".

Из (3.52) видно, что характеристика эффекта разупрочнения β_n монотонно уменьшается при увеличении n . Из-за неоднородности распределения препятствий в кристалле экспериментальные значения β_n непостоянны и эффект разупрочнения удобнее характеризовать величиной суммарного смещения двойниковых границ при многократном нагружении δ (рис. 13).

Вычисляя δ с помощью уравнения (3.52), получим:

$$\delta = \sum_{i=1}^n \beta_i = \frac{\varepsilon'}{\exp \left(\frac{G_2 \tau_0}{\eta_0 \dot{\tau}} \right) - 1} . \quad (3.53)$$

Параметр δ имеет физический смысл ширины разупрочненной зоны, примыкающей к границе раздела "двойник-матрица" со стороны матрицы кристалла.

Величина δ увеличивается с ростом $\dot{\epsilon}$ при фиксированном τ_0 и с уменьшением τ_0 при постоянном $\dot{\epsilon}$. Это подтверждается экспериментальными данными. Нужно отметить, что если значение ϵ_0 не изменяется, то τ_0 возрастает с увеличением $\dot{\epsilon}$. Величина δ зависит также от ϵ' . Если проходит некоторое время t (время отдыха) между разгрузкой и последующим нагружением, значения ϵ' , ϵ'' , ϵ''' , ... будут уменьшаться благодаря релаксации деформации после полной разгрузки образца. Увеличение времени отдыха приводит также к уменьшению значения δ , что следует из (3.53) и подтверждается в экспериментах.

Рассмотрим вопрос об определении параметров G_1 , G_2 и η_0 из экспериментальных данных.

С этой целью сначала упростим некоторые из приведенных выше выражений. Время t_r на практике настолько велико (порядка нескольких часов), что удовлетворяет следующим условиям:

$$t_\epsilon \ll t_r, \quad t \ll t_r. \quad (3.54)$$

С помощью выражений (3.39), (3.40), (3.49) зависимость $\tau(\epsilon)$ для первого нагружения принимает вид:

$$\tau \approx \sqrt{2\dot{\epsilon}\eta_0} \sqrt{\epsilon}. \quad (3.55)$$

Сравнивая (3.55) с экспериментальной кривой и зная величину $\dot{\epsilon} = C$, определяем параметр η_0 . Расчеты показывают, что величина η_0 для кристаллов цинка и висмута имеет порядок: для Zn $\sim 10^{12}$ Па·с, для Bi $\sim 10^{11}$ Па·с.

Параметр G_1 наиболее просто может быть найден из экспериментального значения ϵ' с помощью выражения (3.47) при извест-

ном значении τ_0 . Порядок значения величины G_1 составляет: в висмуте $\sim 10^2$ МПа, в Zn $\sim 10^3$ МПа.

Для определения параметра G_2 может быть использована зависимость $\varepsilon(t)$, описывающая деформацию в течение периода отдыха. Решая уравнение (3.38) при $\tau = 0$ и начальном условии $\varepsilon(t = 0) = \varepsilon'$, получим

$$\varepsilon = \varepsilon' \exp\left(-\frac{t}{t_\tau}\right) = \varepsilon' \exp\left(-\frac{G_2}{\eta_0} t\right). \quad (3.56)$$

Значение G_2 легко найти, если известно η_0 . Величина G_2 может быть определена также из (3.51) с помощью экспериментальных значений β_1 , C , ε' , τ_0 и параметра η_0 .

Порядок величины G_2 : в висмуте ~ 10 МПа, в цинке ~ 1 МПа. С помощью приближенного выражения (3.55) можно определять характер зависимости величины δ от скорости нагружения $\dot{\tau} = C$. Определив τ_0 из (3.55) и подставив его в (3.53), после вычислений получаем:

$$\delta \approx \varepsilon' \left(\exp\left(\frac{G_2 \sqrt{2\varepsilon_0}}{\sqrt{\eta_0 C}}\right) \right)^{-1}. \quad (3.57)$$

При постоянном значении ε_0 величина δ растет с увеличением постоянной скорости C , но этот рост происходит намного медленнее, чем в случае, когда постоянно напряжение τ_0 (см. (3.53)). Когда же постоянна деформация ε_0 , значение δ увеличивается с ростом η_0 в той же степени, как и с увеличением скорости нагружения C .

Количественный анализ показывает, что в полном согласии с экспериментом величина эффекта разупрочнения δ растет с увеличением скорости нагрузки и уменьшается с ростом времени отдыха между последовательными циклами нагружения.

§ 3.6. Количественное описание циклического упрочнения клиновидных двойников при частичной разгрузке

Применим предложенный феноменологический подход к количественному описанию упрочнения двойниковых границ при циклическом нагружении и сравним результаты расчета с экспериментальными данными, полученными на единичных двойниках в кристаллах висмута, сплавов на его основе и кристаллов цинка с различной плотностью пирамидальных дислокаций "леса".

При циклическом воздействии на кристалл поведение единичной двойниковой прослойки тоже хорошо описывается с помощью реологической модели типичного твердого тела [190, 191] (рис. 34г § 3.4).

Как уже обсуждалось (§ 3.5), уравнение, связывающее относительную деформацию двойникованием $\varepsilon = \frac{\Delta d}{d_0}$ (Δd – смещение

двойниковых границ, d_0 – толщина двойника с равновесной плотностью двойникоующих дислокаций и максимальной длиной) и приложенное к кристаллу механическое напряжение τ , для такой модели имеет вид уравнения линейного стандартного тела, то есть:

$$\tau + t_\varepsilon \dot{\tau} = G^* (\varepsilon + t_\tau \dot{\varepsilon}), \quad (3.58)$$

где

$$t_\varepsilon = \frac{\eta_1}{G_1 + G_2} \quad (\text{а}), \quad t_\tau = \frac{\eta_1}{G_1} \quad (\text{б}), \quad G^* = \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2} \quad (\text{в}), \quad (3.59)$$

G_1 , G_2 и η_1 – феноменологические параметры, учитывающие упругие свойства двойниковых границ и их окрестностей и силы сопротивления движению границ в кристалле, соответственно.

Развитие клиновидных двойников в металлических кристаллах осуществляется в две стадии:

1-я стадия – при $d < d_0$ двойниковый клин растет в глубину кри-

талла, его длина и толщина увеличиваются пропорционально и угол раствора остается постоянным, этой стадии соответствует равновесная плотность двойниующих дислокаций на границах;

2-я стадия – после достижения максимальной длины ($d = d_0$ в устье двойника на плоскости спайности) развитие двойника осуществляется путем увеличения угла раствора при вершине клина. Для второй стадии характерны рост степени некогерентности двойниковых границ и увеличение плотности двойниующих дислокаций на границах раздела.

Величина $\frac{d - d_0}{d_0} = \varepsilon$ действительно характеризует деформацию

двойника. Толщина прослойки d_0 зависит от поперечного размера образца. В наших экспериментах она составляла 20-30 мкм. Параметры G_1 , G_2 и η_1 на стадии роста двойникового клина в длину от размеров двойника, по-видимому, зависят слабо, а на второй стадии являются функциями деформации единичного двойника и, кроме того, определяются характеристиками дислокационной структуры окрестностей двойниковых границ. Всё дальнейшее описание относится ко второй стадии развития двойниковой прослойки.

Рассмотрим зависимость $\tau(\varepsilon)$, получаемую на разных этапах деформирования металлического кристалла:

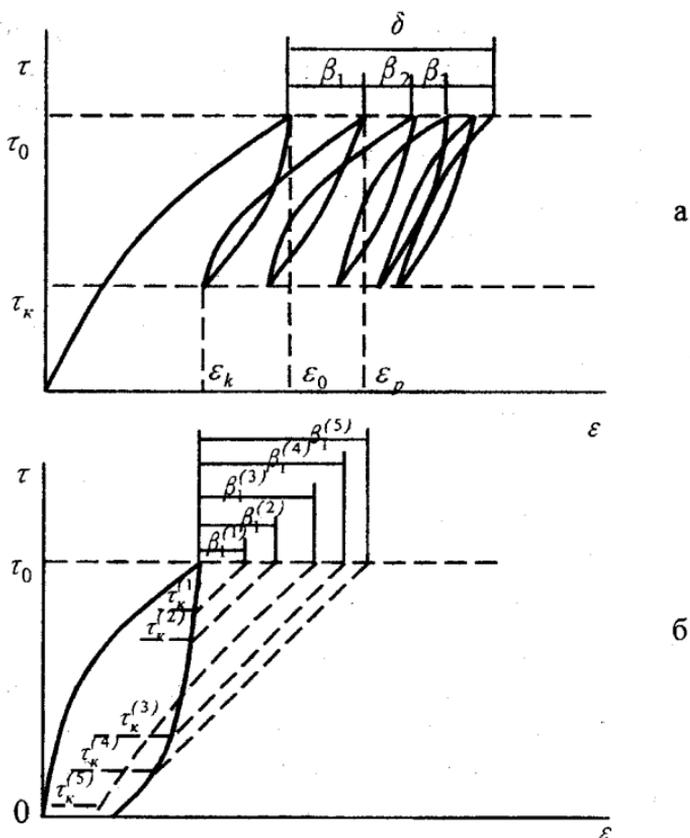
I – при первичном нагружении до $\tau = \tau_0$ с постоянной скоростью увеличения нагрузки $\dot{\tau} = const$;

II – при последующей промежуточной разгрузке до $\tau = \tau_k$;

III – при повторном нагружении до $\tau = \tau_0$, затем разгрузке до того же уровня $\tau = \tau_k$ и т. д.

Согласно [149, 150], эта зависимость имеет вид, показанный на рис. 35а, где по оси абсцисс вместо Δd (как в [149, 150]) отложены

$$\text{величины } \varepsilon = \frac{\Delta d}{d_0} .$$



Р и с. 35. Зависимость $\tau(\varepsilon)$ для единичных двойников (а).

Зависимость β_i от степени разгрузки (б).

Здесь ε_0 , ε_k и ε_p — значения ε в конце первичного нагружения, после разгрузки и в конце повторного нагружения соответственно.

Величина β_i — мера эффекта разупрочнения. Интегральная характеристика $\delta = \sum_{i=1}^n \beta_i$ является мерой эффекта восстановления

упрочнения при последующем циклическом нагружении, она определяет относительное смещение двойниковых границ до их стабилизации.

Кривые $\varepsilon(t)$ на разных этапах описанного процесса могут быть получены путем решения уравнений (3.58), (3.59) при заданных режимах нагружения $\tau(t)$.

Для первичного нагружения ($\dot{\tau} = const$) имеем:

$$\tau = \dot{\tau} t \text{ и } \varepsilon(t=0) = 0. \quad (3.60)$$

Решение уравнения (3.58) с учетом (3.60) имеет вид:

$$\varepsilon_0 = \frac{\dot{\tau}}{G^*} (t_\varepsilon - t_\tau) (1 - \exp(-\frac{\tau_0}{\dot{\tau} t_\tau})) + \frac{\sigma_0}{G^*}.$$

Аналогичным путем, решая уравнение (3.58) при соответствующих законах изменения $\tau(t)$ и начальных условиях, можно найти величины ε_κ и ε_p (см. рис. 35а) и вычислить меру эффекта β_1 в первом цикле нагружения, а также величины $\beta_2, \beta_3, \dots, \beta_n$ при последующих циклах. В частности, для β_1 получим

$$\beta_1 = \frac{\dot{\tau}}{G^*} (t_\varepsilon - t_\tau) \exp(-\frac{\tau_0 - \tau_\kappa}{\dot{\tau} t_\tau}) (\exp(-\frac{\tau_0 - \tau_\kappa}{\dot{\tau} t_\tau}) \times \\ \times (1 - \exp(-\frac{\tau_0}{\dot{\tau} t_\tau}) + \frac{\dot{\tau}'}{\dot{\tau}}) - \frac{\dot{\tau}'}{\dot{\tau}} - 1) + \frac{\dot{\tau}}{G^*} (t_\varepsilon - t_\tau) \exp(-\frac{\tau_0}{\dot{\tau} t_\tau}), \quad (3.61)$$

$\dot{\tau}'$ – скорость разгрузки.

Выражение (3.61) имеет громоздкий вид. Его можно упростить, учитывая, что в эксперименте скорость разгрузки обычно выбиралась значительно больше скорости нагружения:

$$\dot{\tau}' \gg \dot{\tau}. \quad (3.62)$$

Кроме того, для клиновидных двойников в висмуте и цинке, согласно экспериментальным данным [130, 186],

$$t_\varepsilon \ll t_\tau. \quad (3.63)$$

С учетом (3.62) и (3.63) уравнение (3.61) приобретает вид:

$$\beta_1 = Z(\exp(-X(1-Y))(X(1-Y) + \exp(-X)) - \exp(-X)), \quad (3.64)$$

где для сокращения записи введены следующие безразмерные параметры:

$$X = \frac{\tau_0}{\dot{t}_\tau}, \quad Y = \frac{\tau_k}{\tau_0}, \quad Z = \frac{\dot{t}_\tau}{G^*}. \quad (3.65)$$

Согласно (3.64), величина β_1 для данного единичного двойника зависит от свойств двойниковых границ (через параметры G^* и t_τ), величины первичной нагрузки τ_0 , скорости нагружения \dot{t} и степени разгрузки τ_k . Все эти зависимости действительно наблюдаются экспериментально.

При заданных значениях X и Z выражение (3.64) имеет максимум при

$$Y^{(\max)} = 1 - \frac{1}{X} + \frac{\exp(-X)}{X}, \quad (3.66)$$

зависящем только от X . Для двух крайних случаев это выражение упрощается:

$$X \rightarrow 0, \quad Y^{(\max)} \approx \frac{1}{2}X, \quad (a)$$

$$X \rightarrow \infty, \quad Y^{(\max)} \approx 1 - \frac{1}{X}. \quad (b) \quad (3.67)$$

С ростом X (то есть при увеличении τ_0) максимум сдвигается в сторону больших значений Y (в сторону увеличения τ_k).

Подставляя (3.66) в (3.64), находим величину максимума

$$\beta_1^{(\max)} = Z(\exp(\exp(-X) - 1) - \exp(-X)). \quad (3.68)$$

С ростом X величина $\beta_1^{(\max)}(Y)$ возрастает.

Наличие максимума на кривой $\beta_1(Y)$ при фиксированном X легко объяснить наглядно на основании особенностей кривой разгрузки. На рис 35б схематически показана эволюция диаграммы $\tau(\varepsilon)$

при изменении $\frac{\tau_k}{\tau_0}$ (считается, что скорость упрочнения при повторном нагружении мало зависит от степени разгрузки). Откуда следует,

что на графике зависимости $\beta_1\left(\frac{\tau_k}{\tau_0}\right)$ должен быть максимум.

Построив график функции $Y^{(\max)}(X)$ и определив по экспериментальным данным величину X , зная τ_0 и $\dot{\tau}$, легко вычислить феноменологический параметр t_τ , который можно также оценить непосредственно по времени релаксации толщины двойника при отдыхе после полной разгрузки кристалла.

При $\tau_k = 0$, $Y = 0$ (полная разгрузка) выражение (3.64) принимает вид:

$$\beta_1 = Z \exp(-X)(X + \exp(-X) - 1), \quad (3.69)$$

и при $X \rightarrow 0$ (малые τ_0) приближенно имеем

$$\beta_1 \approx Z \exp(-X) \cdot \frac{X^2}{2}. \quad (3.70)$$

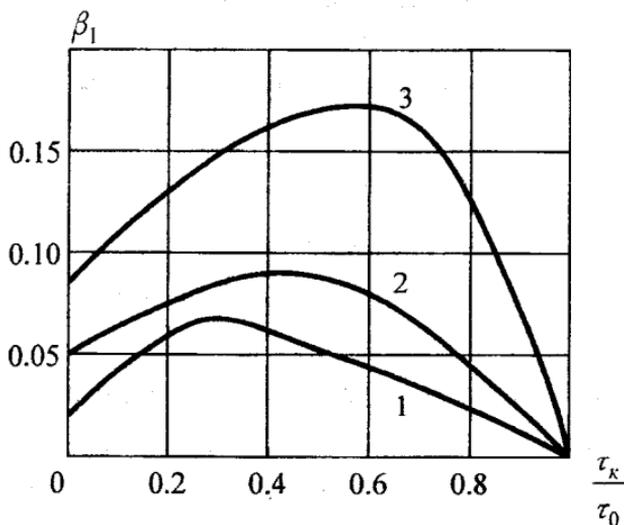
Этот случай интересен с практической точки зрения, так как при больших значениях τ_0 примесь скольжения к двойникованию становится значительной, поэтому в эксперименте по изучению двойникования обычно ограничиваются областью малых величин τ_0 .

Учитывая выражения (3.65) для X и Z , а также то, что при выполнении условия (3.63) из (3.59в) следует, что $G^* = G_1$, получаем вместо (3.70)

$$\beta_1 \approx \exp(-X) \cdot \frac{\tau_0^2}{2\eta_1 \dot{\tau}} \quad (3.71)$$

Сравнивая уравнение (3.71) с экспериментальной зависимостью $\beta_1(\tau_0)$, можно, определив X (см. выше) и $\dot{\tau}$, оценить второй феноменологический параметр — η_1 . Тогда, зная t_τ и η_1 , находим с помощью соотношения (3.59б) третий параметр — G_1 . Тем самым полностью определяется необходимый набор феноменологических параметров (при условии $t_\epsilon \ll t_\tau$), характеризующих "макроскопические" свойства данного единичного двойника.

На рис. 36 приведено семейство кривых $\beta_1\left(\frac{\tau_k}{\tau_0}\right)$ при различных τ_0 для клиновидных двойников в висмуте.



Р и с. 36. Зависимости β_1 от степени разгрузки при различных τ_0 для клиновидных двойников в монокристаллах висмута.

1 — $\tau_0 = 13$ МПа, 2 — $\tau_0 = 16$ МПа, 3 — $\tau_0 = 25$ МПа,

$\dot{\tau} = 0,5$ МПа/мин.

Зависимости $\beta_1\left(\frac{\tau_k}{\tau_0}\right)$ снимались по методике, описанной в [149, 150]. Каждая точка на рис. 36 получена путем усреднения значений β_1 для разных двойников. Кривые имеют вид, описываемый формулой (3.64), взаимосвязь положений и величин максимумов на этих графиках со значениями τ_0 находится в согласии с уравнениями (3.66) - (3.68).

По графикам $\beta_1\left(\frac{\tau_k}{\tau_0}\right)$ на рис. 36 находим, как указано выше, величину $X = 1,5$ (для $\tau_0 \approx 16 \cdot \text{МПа}$) и затем параметр $t_r \approx 21$ мин. Величина t_r имеет порядок характерного времени отдыха для клиновидных двойников в металлах [131].

На рис. 37 показаны зависимости $\beta_1(\tau_0)$. Для малых значений τ_0 в висмуте кривая качественно согласуется с уравнением (3.71). С помощью этого уравнения находим $\eta_1 = 4,2 \cdot 10^{10} \text{ Па} \cdot \text{с}$. Из (3.596) определяем $G_1 = 32 \text{ МПа}$. При больших τ_0 кривая согласуется с выражением (3.69).

Как указывалось выше, параметры η_1 и G_1 (особенно η_1) должны зависеть от плотности дислокаций "леса", обуславливающих скольжение в плоскостях, пересекающих плоскость двойникования.

На рис. 37 показано изменение кривой $\beta_1(\tau_0)$ при варьировании заданной плотности пирамидальных дислокаций "леса" от 10^2 до 10^7 см^{-2} в кристаллах цинка. Для параметра η_1 получаем: при $\rho_{\text{нпр}} = 10^2 \text{ см}^{-2}$, $\eta_1 = 9 \cdot 10^9 \text{ Па} \cdot \text{с}$, при $\rho_{\text{нпр}} = 10^5 \text{ см}^{-2}$, $\eta_1 = 18 \cdot 10^9 \text{ Па} \cdot \text{с}$, при $\rho_{\text{нпр}} = 10^7 \text{ см}^{-2}$, $\eta_1 = 45 \cdot 10^9 \text{ Па} \cdot \text{с}$. Видно, что с ростом $\rho_{\text{нпр}}$ параметр η_1 закономерно изменяется в соответствии с дислокационными представлениями о влиянии дефектов структуры кристалла на ха-

рактер движения двойниковых границ.

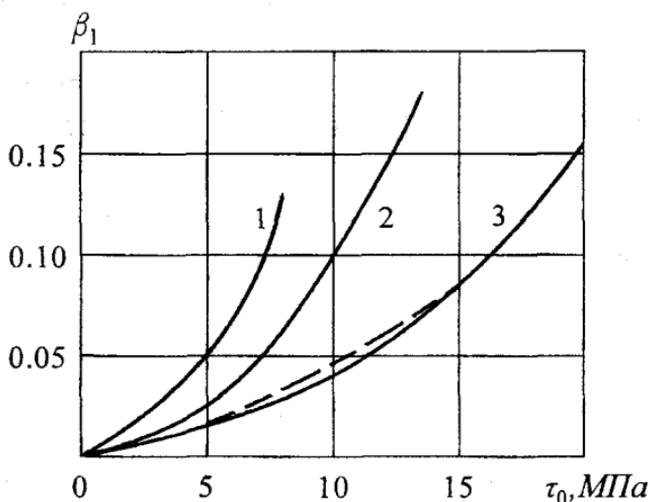


Рис. 37. Зависимости $\beta_1(\tau_0)$ для двойников в кристаллах Вi (штриховая линия) и Zn (сплошные кривые).

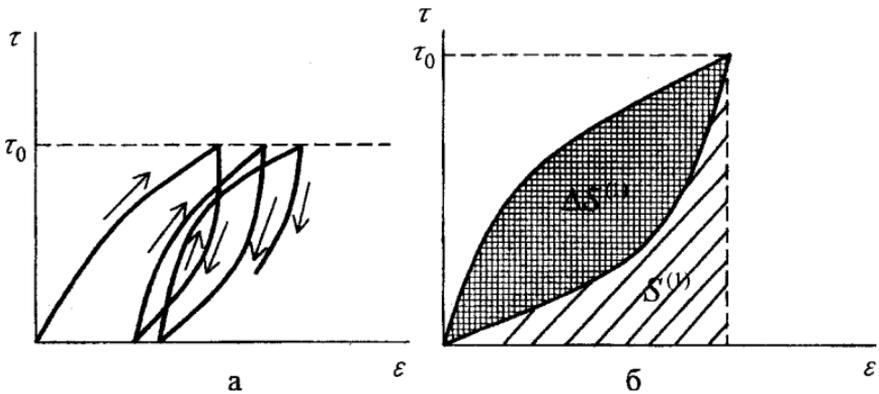
1 – $\rho_{нир} = 10^2 \text{ см}^{-2}$, 2 – $\rho_{нир} = 10^5 \text{ см}^{-2}$, 3 – $\rho_{нир} = 10^7 \text{ см}^{-2}$,

штриховая – $\rho_{нир} = 10^5 \text{ см}^{-2}$, $\dot{\tau} = 0,5 \text{ МПа/мин.}$

Частным случаем проявления описанного выше эффекта упрочнения двойниковых границ при циклическом нагружении является образование "гистерезисных петель" в почти упругой области [109, 134, 208, 209]. При нагружении кристалла до некоторого малого значения величины напряжения τ_0 с постоянной скоростью $\dot{\tau} = C$, последующей разгрузке с той же скоростью $\dot{\tau}' = -C$, повторного нагружения до τ_0 , разгрузке и т. д. наблюдается закономерное изменение площади гистерезисной петли (рис. 38а). Отношение

$$\sin Q^{-1} \approx Q^{-1} \equiv \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta S^{(1)}}{S^{(1)}},$$

где $\Delta S^{(1)}$ – площадь петли, $S^{(1)}$ – площадь под кривой первичного нагружения в координатах $\tau(\varepsilon = \frac{\Delta d}{d_0})$ (рис. 38б), характеризует условный "локальный" декремент затухания для двойниковой прослойки, вводимый по аналогии с макроскопическим декрементом [108] (величина Q^{-1} считается малой).



Р и с. 38. Типичные гистерезисные петли при повторных нагрузках [109, 134] (а).

Гистерезисная петля $\tau(\varepsilon)$ при первом цикле нагружения (б).

С помощью изложенной феноменологической теории легко выразить площади гистерезисных петель при первом цикле нагружения $\Delta S^{(1)}$ и $S^{(1)}$ через величину τ_0 и параметры t_τ , t_ε и G^* . Кривые $\varepsilon_{нагр}(\tau)$ и $\varepsilon_{разгр}(\tau)$ рассчитываются так, как описано выше. После несложных, но громоздких вычислений, которые опущены, находим

$$\Delta S^{(1)} = \frac{\dot{\tau}^2 t_\tau (t_\tau - t_\varepsilon)}{G^*} (4 \exp(-X) - \exp(-X) + 2X - 3) \quad (3.72)$$

$$S^{(1)} \approx \frac{\dot{\tau}^2 t_{\tau} (t_{\tau} - t_{\varepsilon})}{G^*} (\exp(-X) + X \exp(-X) - 1 + \frac{t_{\tau}}{t_{\tau} - t_{\varepsilon}} \cdot \frac{X^2}{2}), \quad (3.73)$$

где X определяется из соотношения (3.65а).

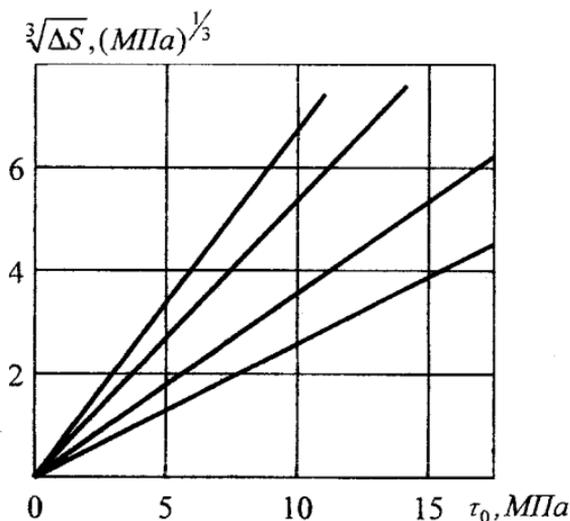
Аналогичным путем можно рассчитать величины $\Delta S^{(2)}$, $S^{(2)}$, ... для последующих циклов.

Для $\Delta S^{(1)}$ при малых X с точностью до X^3 вместо (3.72) получим

$$\Delta S^{(1)} = \frac{\dot{\tau}^2 t_{\tau} (t_{\tau} - t_{\varepsilon})}{G^*} \frac{2}{3} X^3 = \frac{2}{3} \frac{t_{\tau} - t_{\varepsilon}}{\dot{\tau} G^* t_{\tau}^2} \tau_0^3. \quad (3.74)$$

Такой характер зависимости $\Delta S^{(1)}$ от τ_0 наблюдается экспериментально.

На рис. 39 изображены экспериментальные зависимости $\sqrt[3]{\Delta S^{(1)}}(\tau_0)$, полученные для различных двойниковых прослоек в сплаве $\text{Vi}+1\% \text{Sb}$.



Р и с. 39. Экспериментальные зависимости $\sqrt[3]{\Delta S^{(1)}}(\tau_0)$ для двойников в сплаве $\text{Vi}+1\% \text{Sb}$.

Аналогичные графические зависимости получены для сплавов Bi-Sn и Bi-Pb. Все они оказываются линейными в соответствии с теоретическим выводом (3.84). Различные наклоны прямых для разных двойников обусловлены локальными значениями параметров η_1 , G_1 и G_2 .

Для $S^{(1)}$ при малых X с точностью до X^3 вместо (3.73) получим

$$S^{(1)} \approx \frac{\dot{t}^2 t_\tau (t_\tau - t_\varepsilon)}{G^*} \left(\frac{X^2}{2} \frac{t_\tau}{t_\tau - t_\varepsilon} + \frac{X^3}{3} \right). \quad (3.75)$$

Разделив $\Delta S^{(1)}$ на $S^{(1)}$ (уравнения (3.84) и (3.85)), после некоторых преобразований получаем:

$$Q^{-1} \approx \frac{1}{\pi} \frac{Y}{1+Y}, \quad (3.76)$$

где

$$Y = \frac{2 t_\tau - t_\varepsilon}{3 t_\varepsilon}$$

Рассмотрим два предельных случая.

При $G_2 \gg G_1$ выполняется соотношение $t_\tau \gg t_\varepsilon$ и из (3.76) следует

$$Q^{-1} \approx \frac{1}{\pi} \approx 0.32.$$

Если же $G_2 \ll G_1$, то $t_\tau \approx t_\varepsilon$, и из (3.76) получается:

$$Q^{-1} \approx \frac{1}{\pi} Y = 0.$$

Экспериментальные величины Q^{-1} действительно имеют количественные значения в пределах от нуля до 0,3.

Сравнения расчетных данных с экспериментальными результатами показывают, что феноменологическая теория удовлетворительно описывает основные закономерности эффекта упрочнения двойниковых границ при повторных нагружениях.

§ 3.7. Применение модели стандартного твердого тела для описания установившихся процессов деформации двойникованием

В § 3.5 и § 3.6 уже рассмотрено применение модели стандартного твердого тела (рис. 34г) к описанию процессов упрочнения и разупрочнения сдвойникованных металлических кристаллов под действием повторных и циклических нагрузок. Решения реологического уравнения состояния для такой модели, то есть уравнения стандартного линейного тела (3.58), для разных режимов и этапов нагружения исследуемых образцов позволили вычислить количественные характеристики эффекта Баушингера, локального декремента затухания, размеры зоны разупрочнения, примыкающей к двойниковым границам, которую они преодолевают при пульсации напряжений. Прямые расчеты достаточно трудоемки и их сопоставление с экспериментом возможно лишь после решительных, однако вполне обоснованных упрощений. В то же время, учитывая особенности способов нагружения образцов висмута и цинка, использованных в [130, 187], реальные режимы деформирования этих кристаллов можно аппроксимировать простыми периодическими законами. Это позволит значительно упростить решение уравнения (3.58) для установившегося процесса и облегчить его физические трактовки.

В работе [134] изучено поведение границ двойниковых прослоек под действием переменной нагрузки. Скорость изменения прикладываемых к кристаллу напряжений на всех этапах деформирования была постоянной $\dot{\tau} = C = const$. Время нагружения

составляло $t_0 = \frac{\tau_0}{C}$, период изменения действующих механических

напряжений равен $T_{нагр} = 4t_0 = \frac{4\tau_0}{C}$. Экспериментальную за-

висимость $\tau(t)$ [134] в этом случае можно аппроксимировать синусоидой (рис.40):

$$\tau = \tau_0 \sin(\omega t), \quad (3.77)$$

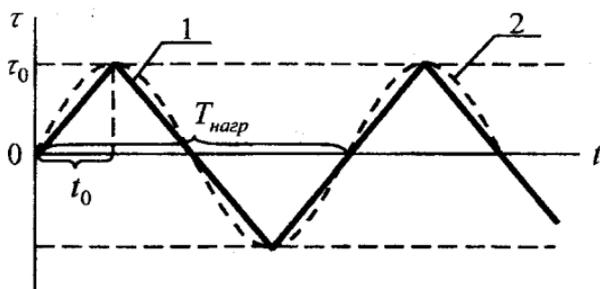
где ω – частота изменения напряжения, равная

$$\omega = \frac{2\pi}{T_{\text{нагр}}} = \frac{\pi C}{2\tau_0}.$$

Решение уравнения (3.58) для заданной функции $\tau(t)$ (3.77) естественно искать в виде:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin(\omega t - \psi), \quad (3.78)$$

где сдвиг фазы ψ учитывает такие релаксационные явления как запаздывание изменения деформации $\varepsilon(t)$ по отношению к изменению напряжений $\tau(t)$.



Р и с. 40. Экспериментальная зависимость $\tau(t)$ (1) и её теоретическая аппроксимация (2).

В данном случае, очевидно, начальное условие $\varepsilon(t=0) = 0$ смысла не имеет, поскольку решение (3.78) отражает закономерности установившегося процесса изменения τ и ε . По этой причине получаемые таким способом зависимости $\tau(t)$ не совпадают с результатами прямого интегрирования уравнения (3.58), однако детальное сравнение показывает, что при малых сдвигах фазы ψ (для малых τ_0) решения в обоих случаях практически совпадают.

Подставляя (3.78) в (3.58), после преобразований находим выражение для определения ψ :

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\omega(t_\tau - t_\varepsilon)}{1 + \omega^2 t_\tau t_\varepsilon}. \quad (3.79)$$

При $G_2 \gg G_1$, $t_\varepsilon \approx \frac{\eta_1}{G_2}$ (3.59a) и $G^* \approx G_1$ (3.59в) и учетом усло-

вия, что для всех реальных случаев $\omega^2 t_\tau t_\varepsilon \gg 1$, (3.79) имеем вид:

$$\operatorname{tg} \psi \approx \frac{1}{\omega t_\varepsilon}. \quad (3.80)$$

Величину $\operatorname{tg} \psi$ легко связать с параметрами G_2 и η_1 , а также с величиной напряжения τ_0 и скоростью нагружения $\dot{\varepsilon}$. Так как ωt_ε обычно велико, то вместо (3.80) можно записать:

$$\operatorname{tg} \psi \approx \sin \psi \approx \psi = \frac{1}{\omega t_\varepsilon}. \quad (3.81)$$

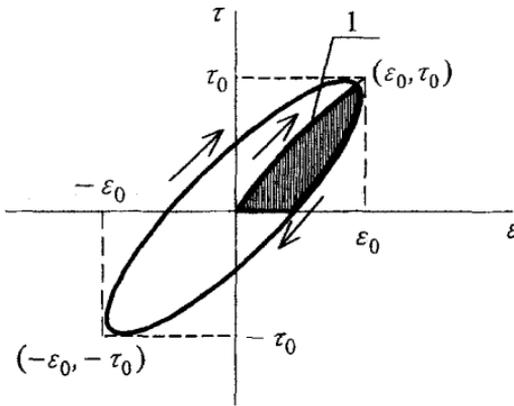
Для определения связи между τ и ε определим время из уравнения (3.77) и подставим в выражение (3.78). После соответствующих преобразований получим:

$$\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^2 - \frac{2\tau\varepsilon}{\tau_0\varepsilon} \cos \psi + \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^2 = \sin^2 \psi. \quad (3.82)$$

Это выражение в неявном виде определяет зависимость $\tau(\varepsilon)$ (или $\varepsilon(\tau)$), которая является эллиптической (рис. 41).

Видно, что кривая (3.82) не проходит через точку с координатами (τ_0, ε_0) , соответствующую максимальному первичному нагружению, но достаточно близка к ней, особенно при малых значениях ψ . Поэтому можно считать, что процесс является практически установившимся уже после первого нагружения.

Зная ψ , с помощью (3.82) можно определять зависимости $\tau(\varepsilon)$. Кроме того, величина $\sin \psi$ имеет и самостоятельное значение.



Р и с. 41. Теоретическая зависимость $\tau(\epsilon)$.

1 – первичное нагружение до $\tau = \tau_0$.

В [187] из экспериментальных данных и прямого интегрирования вычислен декремент затухания для единичных двойниковых прослоек, который определялся соотношением:

$$Q_{\text{экс.}}^{-1} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta S}{S}.$$

В экспериментах и расчетах в [187] параметр ΔS характеризовал энергию, рассеянную в образце за один цикл "нагрузка-разгрузка" (заштрихованная часть на рис. 41), а величина $S = \int_0^{\epsilon_0} \tau(\epsilon) d\epsilon$ –

работу двойникового расширения прослойки до ϵ_0 , то есть, в [187] значение $Q_{\text{экс.}}^{-1}$ определялось только из правой гистерезисной полупетли.

Последовательное вычисление Q^{-1} по всей гистерезисной петле (для всех участков диаграммы $\tau(\epsilon)$: от нуля до τ_0 ; от τ_0 до нуля, затем от нуля до $-\tau_0$ и от $-\tau_0$ до нуля) должно дать в два раза большую величину Q^{-1} . Однако полученные таким образом результаты практически несопоставимы с экспериментом. Расчеты с помо-

щью упрощенной схемы (только по правой части гистерезисной петли рис. 41) для $Q_{\text{экс}}^{-1}$ дают

$$Q_{\text{экс}}^{-1} = \frac{G_2 \tau_0}{\pi \eta_1 C}. \quad (3.83)$$

Оказывается полные расчеты можно и не проводить, достаточно воспользоваться соотношением (3.81). При малых ψ находим

$$Q_{\text{теор}}^{-1} = \sin \psi \approx \frac{1}{\omega t_\varepsilon}. \quad (3.84)$$

Учитывая определение ω и значение t_ε при $G_2 \gg G_1$, имеем:

$$Q_{\text{теор}}^{-1} = \frac{2G_2}{\pi \eta_1 C} \tau_0. \quad (3.85)$$

Сравнивая выражения (3.85) и (3.83), видим, что как и ожидалось, $Q_{\text{теор}}^{-1} = 2Q_{\text{экс}}^{-1}$. Очевидно, что вычисление Q^{-1} из выражения (3.84) получается проще и надежнее, чем из прямого интегрирования уравнения (3.58).

При знакопеременном нагружении единичных двойниковых прослоек в металлических кристаллах проявляется эффект Баушингера. На рис.42 показана типичная диаграмма $\tau - \varepsilon$, получаемая при расширении клиновидного двойника в режиме знакопеременного нагружения, на которой указаны участки: прямого нагружения (1), снятия нагрузки и нагружение усилием обратного знака (2), а также кривая обратного нагружения (3), построенная без учета знаков τ и ε .

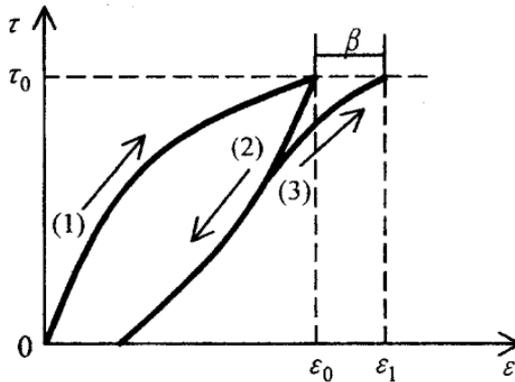
Если пренебречь эффектом разупрочнения при промежуточной нагрузке, то мерой эффекта Баушингера, как и в работах [135, 136], можно считать величину β , равную

$$\beta = \varepsilon' + (\varepsilon' + \varepsilon_0) - \varepsilon_0 = 2\varepsilon'.$$

Режим нагружения кристаллов при исследовании эффекта Баушингера показан на рис. 43. Образцы нагружались со скоростью $\dot{\tau} = C = \text{const}$, быстро разгружались также с постоянной скоростью $C' \gg C$, затем с той же скоростью $\dot{\tau} = C$ осуществлялась нагрузка

обратного знака. Период изменения τ в рассматриваемом случае составлял $T_{нагр} \approx 2t_0 = \frac{2\tau_0}{C}$, и при аппроксимации экспериментальной кривой $\tau(t)$ синусоидой (3.77) (рис. 43) частота ω определяется как

$$\omega = \frac{2\pi}{2t_0} = \frac{\pi C}{\tau_0}. \quad (3.86)$$



Р и с. 42. Типичная экспериментальная диаграмма $\tau - \epsilon$ при передвойниковании металлического кристалла под действием знакопеременной нагрузки.

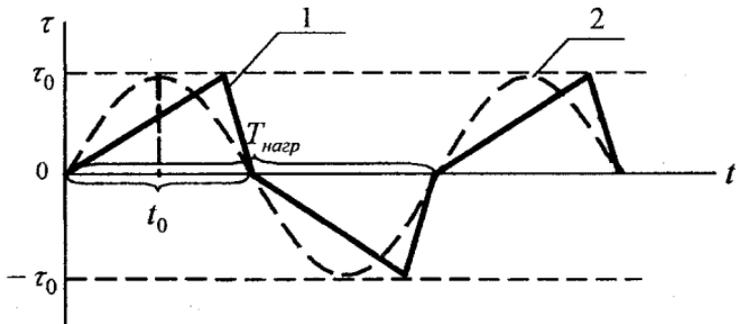


Рис. 43. Диаграмма $\tau - t$ для знакопеременного нагружения сдвойникового кристалла.

1 - экспериментальная зависимость,
2 - аппроксимирующая кривая.

Эта аппроксимация несколько хуже, чем в первом случае, однако она также хорошо отражает изменение механических напряжений в кристалле со временем.

Интегрирование уравнения (3.58) после достаточно трудоемких вычислений для β дает:

$$\beta = 2\sqrt{2} \frac{G_2}{\sqrt{\eta_1 C}} \varepsilon_0^{3/2}. \quad (3.87)$$

Значение β можно получить и другим путем, "без вычислений", используя аппроксимацию $\tau(t)$ в виде (3.77) с ω , определенным с помощью выражения (3.86). Полагая в (3.82) $\tau = 0$, для ε' запишем

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 \sin \psi,$$

тогда

$$\beta = 2\varepsilon' = 2\varepsilon_0 \sin \psi \approx \frac{4G_2}{\pi\eta_1 C} \tau_0 \varepsilon_0. \quad (3.88)$$

Параметры ε_0 и τ_0 для параболического участка кривой нагружения (рис. 42) связаны соотношением:

$$\varepsilon_0 \approx \frac{\tau_0^2}{2\eta_1 C}. \quad (3.89)$$

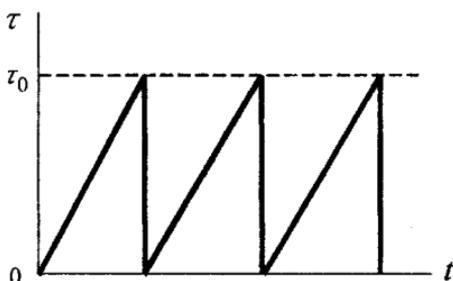
Подставляя τ_0 , определенное из равенства (3.89), в уравнение (3.88) окончательно получаем

$$\beta = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} \frac{G_2}{\sqrt{\eta_1 C}} \varepsilon_0^{3/2}. \quad (3.90)$$

Значение β , вычисленное с помощью (3.90), всего в $\frac{2}{\pi} \approx 0,64$ раза отличается от "точно" вычисленных значений на основании (3.87). При этом следует учитывать, что соотношение (3.87) само является достаточно грубой оценкой параметра β .

Таким образом, мера эффекта Баушингера на двойниковых границах оказывается тесно связанной с величиной ψ , которая, в свою очередь, определяет диссипацию энергии при двойниковании. Это означает, что эффект Баушингера и внутреннее трение на единичных двойниковых прослойках могут быть объяснены в рамках единых представлений о релаксационных явлениях на двойниковых границах.

Существуют способы деформирования, для которых аппроксимация режима нагружения $\tau(t)$ синусоидальной или косинусоидальной функциями не является полезной, например, повторные нагрузки при изучении эффекта разупрочнения [187]. Экспериментальная диаграмма $\tau(t)$ для этого случая показана на рис. 44.



Р и с. 44. Экспериментальная диаграмма $\tau - t$ для повторно-го нагружения сдвойникованного кристалла.

Аппроксимируем её теоретической функцией:

$$\tau(t) = \frac{\tau_0}{2}(1 - \cos(\omega t)). \quad (3.91)$$

Будем искать решение исходного уравнения (3.58) в виде:

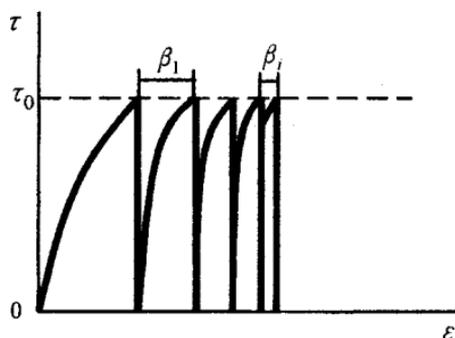
$$\varepsilon(t) = \frac{\varepsilon_0}{2}(1 - \cos(\omega t - \psi)). \quad (3.92)$$

Сделав подстановки (3.91) и (3.92) в (3.38), получаем выражение, определяющее количественную меру эффекта:

$$\beta_n = \varepsilon_0 \sin^2 \frac{\psi}{2}, \quad (3.93)$$

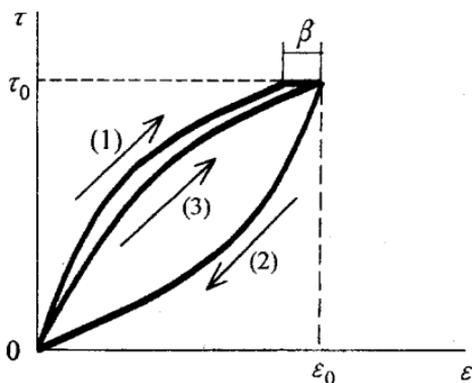
откуда видно, что хотя величина β_n и мала, но она принципиально не стремится к нулю.

В данном случае упрощенный подход к описанию явления не оправдывает себя. В действительности в экспериментах по изучению развития двойниковых прослоек при повторных циклах нагружения величина β уменьшается и стремится к нулю (рис. 45).



Р и с. 45. Типичная экспериментальная диаграмма $\tau - \epsilon$ [184] при многократном нагружении сдвойникового кристалла.

Чтобы устранить это противоречие, нужно учесть, что здесь нет установившегося процесса.



Р и с. 46. Диаграмма $\tau - \epsilon$ для режима деформирования, заданного законами (3.91), (3.92). (1) – прямое нагружение, (2) – снятие нагрузки, (3) – повторное нагружение.

Задача решается корректнее, если провести расчет путем последовательного интегрирования уравнения (3.58) для всех участков диаграммы $\tau - \varepsilon$, изображенной на рис. 46, аналогично тому, как это сделано в работе [187].

§ 3.8. Влияние режима знакопеременного нагружения на деформирование сдвойникового кристалла

Воспользуемся предложенной в предыдущем параграфе методикой аппроксимаций и с помощью той же модели стандартного твердого тела (рис. 34г) проанализируем напряженно-деформированное состояние единичной двойниковой прослойки под воздействием знакопеременных механических напряжений при различных режимах нагружения.

I. Если приложенное механическое напряжение изменяется по закону:

$$\tau = \tau_k - \tau_A \sin(\omega t), \quad (3.94)$$

здесь τ_k – постоянная составляющая действующих на кристалл напряжений, а τ_A – амплитудное значение напряжения последующего периодического нагружения,

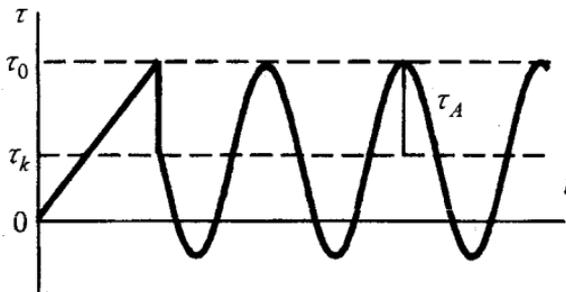


Рис. 47 Диаграмма $\tau(t)$ нагружения кристалла по закону (3.94).

то решение уравнения (3.58) при зависимости $\tau(t)$, заданной в форме (3.94) становится:

$$E = (1 - \Omega) \left(1 - \frac{\lambda}{1 + \lambda^2} \right) \cdot \exp\left(-\frac{t}{t_\tau}\right) + g_1 \frac{\Omega}{1 - \Omega} - g_2 \sin(\omega t) - \frac{\lambda}{1 + \lambda^2} (\lambda \sin(\omega t) - \cos(\omega t)) \quad (3.95)$$

где:

$$E = \frac{G_1}{\tau_0} \varepsilon, \quad \Omega = \frac{\tau_\kappa}{\tau_0}, \quad g_1 = \frac{G_1}{G^*},$$

$$g_2 = \frac{G_1}{G_2}, \quad t_\tau = \frac{\eta_1}{G_1}, \quad \lambda = \frac{G_1}{\eta_1 \omega} = \frac{1}{\omega t_\tau}.$$

Как видно, все параметры в уравнении (3.95) безразмерные.

При $\frac{\tau_0}{t} \ll t_\tau$ они будут $\lambda \ll 1$, $G_2 \gg G_1$, $g_1 \approx 1$, $g_2 \approx 0$ и выражение (3.95) примет вид:

$$E \approx (1 - \Omega) \left((1 - \lambda) \cdot \exp(-\lambda \omega t) + \frac{\Omega}{1 - \Omega} - \lambda (\lambda \sin \omega t - \cos \omega t) \right).$$

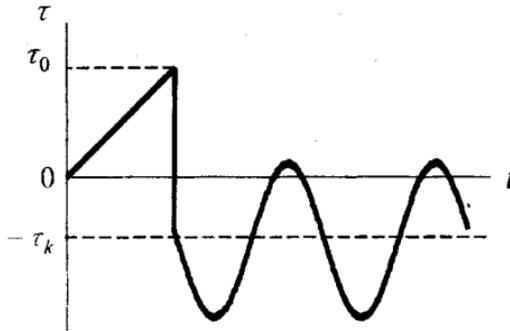
Откуда видно, что при любом τ_κ

$$E \rightarrow \Omega = \frac{\tau_\kappa}{\tau_0}, \quad \varepsilon \rightarrow \frac{\tau_\kappa}{G_1} < \varepsilon_0.$$

То есть при действии внешних механических напряжений, изменяющихся по закону (3.94), деформация только уменьшается. Это вполне естественно. Поскольку действие синусоидальной составляющей напряжений в среднем равно нулю (см. рис. 47), то с течением времени деформация релаксирует к значению, соответствующему действию постоянного напряжения $\tau_\kappa < \tau_0$.

Аналогичное явление будет наблюдаться и при изменении действующих на образец механических напряжений по закону, изображенному на рис. 48. В этом случае модель III (рис. 34г) сожмется

($\varepsilon < 0$) до напряжения, соответствующего ($-\tau_k$) и $\varepsilon \rightarrow (-\frac{\tau_k}{G_1})$.



Р и с. 48. Диаграмма $\tau(t)$ для знакопеременного нагружения кристалла при $\tau_k < 0$.

Рост ε возможен только при несимметричной переменной составляющей механических напряжений, то есть при мгновенном сбросе и медленном повышении нагрузки. Этот вариант деформирования очень трудно рассчитать количественно в общем виде; можно лишь качественно оценить характер хода зависимости $\varepsilon(t)$.

II. Пусть закон изменения приложенных напряжений во времени имеет вид функции, заданной на рис 49.

Действие нагрузки, создающей напряжения в кристалле, можно разделить на несколько этапов: 1-ый этап – изменение напряжения $\tau = Ct$ до τ_0 ; 2-ой этап – $\tau = 0$; 3-ий этап – изменение напряжения $\tau = -Ct$ до $\tau = -\tau_r$; 4-ый этап – $\tau = 0$ и т. д.

На рис. 50 приведена обобщенная экспериментальная графическая зависимость $\tau(\varepsilon)$. Подобная кривая получается при действии на сдвойникованные кристаллы цинка и висмута несимметричной знакопеременной нагрузкой [184]. Под ε , как и раньше, подразумевается относительная деформация двойникованием единичной двой-

никовой прослойки. На рис. 50 не показаны участки упругого изменения толщины прослойки.

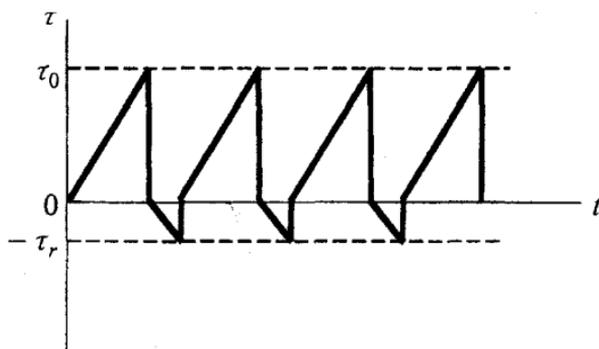


Рис. 49. Зависимость $\tau(t)$ для деформирования сдвойникованных кристаллов несимметричной знакопеременной нагрузкой.

τ_r — амплитудное напряжение обратного знака.

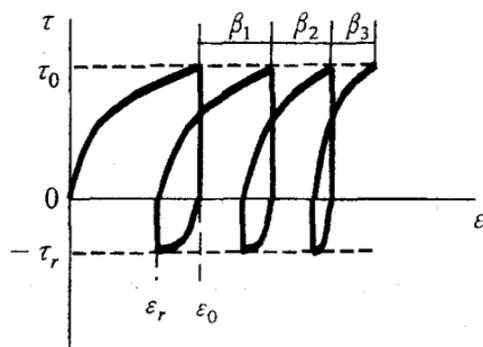


Рис. 50. Типичная диаграмма $\tau - \varepsilon$ при несимметричном знакопеременном деформировании кристаллов цинка и висмута.

Для первого цикла нагружения теоретический расчет дает следующие результаты:

$$\varepsilon_0 = -\frac{\eta_1 C}{G_1^2} (1 - \exp(-\frac{G_1}{\eta_1 C} \tau_0)) + \frac{\tau_0}{G_1} + \frac{\tau_0}{G_2},$$

$$\varepsilon_r = (\varepsilon_0 - \frac{\tau_0}{G_2} - \frac{\eta_1 C}{G_1^2}) \cdot \exp(-\frac{G_1}{\eta_1 C} \tau_r) + \frac{\eta_1 C}{G_1^2} - \frac{\tau_r}{G_1} - \frac{\tau_r}{G_2}.$$

Расчет последующих циклов нагружения приводит к очень громоздким и сложным выражениям. Указанные на рис. 50 величины $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ характеризуют дополнительное смещение двойниковых границ с каждым циклом повторного нагружения.

Теоретическое определение этих параметров дает:

$$\beta_1 = \left(\varepsilon_r + \frac{\tau_r}{G_2} \right) \cdot \exp\left(-\frac{G_1}{\eta_1 C} \tau_0\right),$$

$$\beta_2 = \beta_1 \exp\left(-\frac{G_1}{\eta_1 C} (\tau_0 + \tau_r)\right),$$

$$\beta_3 = \beta_2 \exp\left(-\frac{G_1}{\eta_1 C} (\tau_0 + \tau_r)\right),$$

$$\beta_n = \beta_{n-1} \exp\left(-\frac{G_1}{\eta_1 C} (\tau_0 + \tau_r)\right),$$

при $n = 0, \beta_0 = 0$.

Эти результаты качественно совпадают с экспериментальными данными, полученными в работе [130].

При $n \rightarrow \infty, \beta_n \rightarrow 0$.

Как видно, интегральная мера эффекта восстановления упрочнения

$$\sum_{i=1}^{\infty} \beta_i = \frac{\beta_1}{1 - \exp\left(-\frac{G_1}{\eta_1 C} (\tau_0 + \tau_r)\right)} \quad (3.96)$$

зависит от скорости нагружения C , напряжений τ_0, τ_r и реологических параметров G_1, G_2, η_1 .

При перемене знаков у напряжений τ_0 и τ_r получаются такие же результаты. В этом случае интегральная мера эффекта будет характеризовать возвратное движение двойниковых границ.

§ 3.9. Модель развития двойниковой прослойки в бериллии при пульсации напряжений

Известно [153], что при пластической деформации бериллия одновременно протекает скольжение и двойникование. При комнатной температуре в Ве реализуются две системы скольжения: легкого первичного в системах $\{0001\}\langle 11\bar{2}0 \rangle$ и более трудного вторичного в системах $\{1\bar{1}00\}\langle 11\bar{2}0 \rangle$. Вторичное скольжение характеризуется более высоким пределом текучести [210, 211]. Если монокристалльные образцы Ве деформировать четырехточечным изгибом [38], то на легкое базисное скольжение накладывается ориентационный запрет и пластическая деформация осуществляется двойникованием в системах $\{10\bar{1}2\}\langle 10\bar{1}1 \rangle$ и скольжением во вторичных системах $\{1\bar{1}00\}\langle 11\bar{2}0 \rangle$. В этом случае поведение единичной двойниковой прослойки в бериллии можно изучать в наиболее чистом виде [212].

Деформирование кристаллов проводилось в условиях многократного воздействия на образец пульсирующих механических напряжений (быстрое нагружение и разгрузка) в интервале напряжений 0 – 600 МПа с постоянной амплитудой τ_0 . В каждом цикле повторного нагружения толщина двойника d увеличивается, однако с ростом числа циклов процесс дополнительного смещения двойниковых границ затухает и через 8-15 циклов размеры прослойки стабилизируются (рис. 51).

Количественной мерой зоны разупрочнения является та же величина

$\tilde{\delta} = \frac{\sum \beta_i}{d_0}$, которая обсуждалась в § 2.3. Подобный эффект

наблюдается также в кристаллах висмута, цинка, кадмия.

Напряжения, необходимые для начала движения двойниковой границы в повторных нагружениях, возрастают.

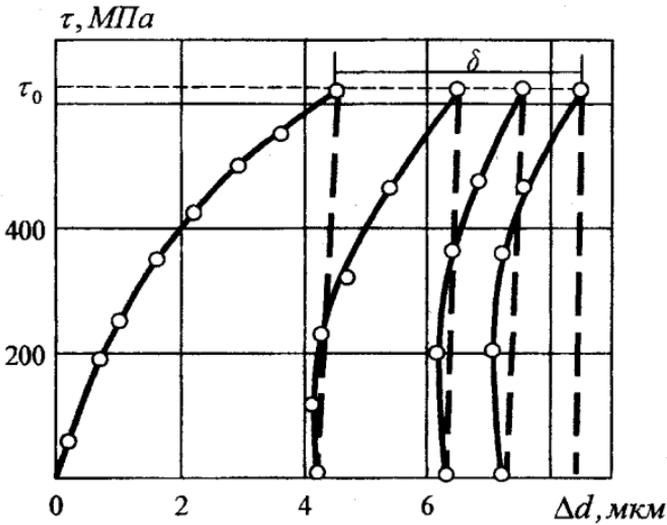


Рис. 51. Диаграмма $\tau - \Delta d$, полученная на двойнике системы $\{10\bar{1}2\}\langle 10\bar{1}1 \rangle$ в монокристалле бериллия.

При изменении знака механических напряжений происходит обратимое смещение двойниковых границ в сторону сдвойникового объема. Дополнительные смещения двойниковых границ в бериллии в режиме действия пульсирующих напряжений имеют место как в процессе прямого двойникового, так и при раздвойникового. Параметр $\tilde{\delta}$ при пульсации напряжений обратного знака, когда протекает раздвойникование, примерно в 1,5 раза больше, чем при непрерывном режиме нагружения. В то же время, в условиях непрерывного повышения нагрузки раздвойникование происходит при значительно более высоких напряжениях. Пульсирующее нагружение за счет снятия внутренних напряжений в первых циклах приводит к увеличению дополнительного смещения двойниковых границ по сравнению с непрерывным нагружением.

При длительной выдержке сдвойникового кристалла под действием постоянных напряжений происходит релаксационное смещение двойниковых границ, которое на порядок меньше, чем при пульсации напряжений.

Эффект потери упрочнения при разгрузке сдвойникового кристалла и его восстановление в процессе последующей пульсации напряжений объясняется двойкой ролью сопутствующего двойникованию скольжения.

Все перечисленные упруго-пластичные свойства сдвойникового кристалла бериллия при деформировании его в условиях пульсации напряжений хорошо описываются с помощью реологической модели IV (рис. 34д, § 3.4). Эта модель адекватно отображает такие закономерности двойникования в металлах, как наличие предела текучести для движения границ раздела, эффект Баушингера при повторном нагружении кристалла усилием противоположного знака, обратное смещение двойниковых границ при отдыхе сдвойникового образца.

Рассмотрим поведение модели IV при различных режимах нагружения и разгрузки применительно к описанному выше эксперименту по двойникованию кристалла бериллия.

Если к модели IV приложено напряжение $\tau < \tau_{np1}$, то деформация не возникает, так как движение поршня лимитировано наличием силы трения в трибометре и он покоится (рис. 34д).

При увеличении действующих напряжений до значений, превосходящих предел текучести τ_{np1} , то есть при $\tau \geq \tau_{np1}$ под действием напряжения $(\tau - \tau_{np1})$ возникает деформация, которая описывается реологическим уравнением состояния модели:

$$\tau - \tau_{np1} = G_1 \varepsilon + \eta_1 \dot{\varepsilon}, \quad (3.97)$$

где G_1 и η_1 – реологические параметры сдвойникованной части кристалла. Однако, если учесть, что упругая составляющая деформации для двойников в кристаллах бериллия незначительна, то G_1 в (3.97) имеет смысл упругого модуля всего образца в целом, то есть $G_1 \cong G$.

Пусть приложенное напряжение линейно возрастает со временем

$$\tau = Ct, \quad (3.98)$$

где, как и прежде, $C = \dot{\tau} = const$.

При $t < t_{np} = \frac{\tau_{np1}}{C}$ деформация отсутствует: $\varepsilon = 0$.

t_{np} – время нагружения кристалла, необходимое для достижения предела текучести при заданной скорости изменения нагрузки.

При $t > t_{np}$ решение уравнения (3.97) в результате подстановки, задаваемой условием (3.98), даст:

$$\varepsilon = \frac{Ct_\tau}{G} \cdot \exp\left(-\frac{t-t_{np}}{t_\tau}\right) - \frac{\tau_{np1}}{G} + \frac{C}{G}(t-t_\tau), \quad (3.99)$$

где $t_\tau = \frac{\eta_1}{G}$ – время релаксации деформации при постоянном напряжении.

Сделав в полученном решении замену $t \rightarrow \frac{\tau}{C}$, найдем связь между действующими напряжениями τ и деформацией ε и сравним эту зависимость с экспериментальной кривой.

При малых значениях $t - t_{np}$, то есть при условии

$$t - t_{np} \ll t_\tau,$$

соотношение (3.99) принимает вид:

$$\varepsilon \approx \frac{C}{2\eta_1}(t-t_{np})^2 = \frac{(\tau - \tau_{np})^2}{2\eta_1 C},$$

и представляет собой параболическую зависимость $\varepsilon(\tau)$.

В некоторый момент времени t_0 (по-прежнему $t_0 > t_{np}$) достигается напряжение τ_0 и деформация ε_0 . Если теперь мгновенно снять нагрузку, то поведение реологической модели IV оказывается зависящим от величины ε_0 . Рассмотрим все возможные варианты.

I. $\varepsilon_0 = \frac{\tau_{np1}}{G}$. Растянутая пружина запасает усилие $\tau_{np1} = G\varepsilon_0$,

равное пределу текучести. Деформация ε_0 в модели будет "заморожена" и вместе с ней "заморожено" напряжение τ_{np1} . При повторном нагружении в том же направлении поршень начнет двигаться только при $\tau \geq 2\tau_{np1}$ (часть внешней нагрузки принимает на себя пружина), при нагружении в противоположном направлении предел текучести будет отсутствовать $\tau_{np1} = 0$, что характерно для эффекта Баушингера на двойниковых прослойках.

II. $\varepsilon_0 > \frac{\tau_{np1}}{G}$. Запасенное пружиной напряжение равно $G\varepsilon_0 > \tau_{np1}$, поэтому деформация с течением времени будет релаксировать до значения $\frac{\tau_{np1}}{G}$. Закон этой релаксации легко найти, придав уравнению (3.97) соответствующий вид с учетом, что $\tau = 0$ и знак τ_{np1} изменен, так как поршень движется в обратном направлении, то есть

$$\tau_{np1} = G\varepsilon + \eta_1 \dot{\varepsilon}. \quad (3.100)$$

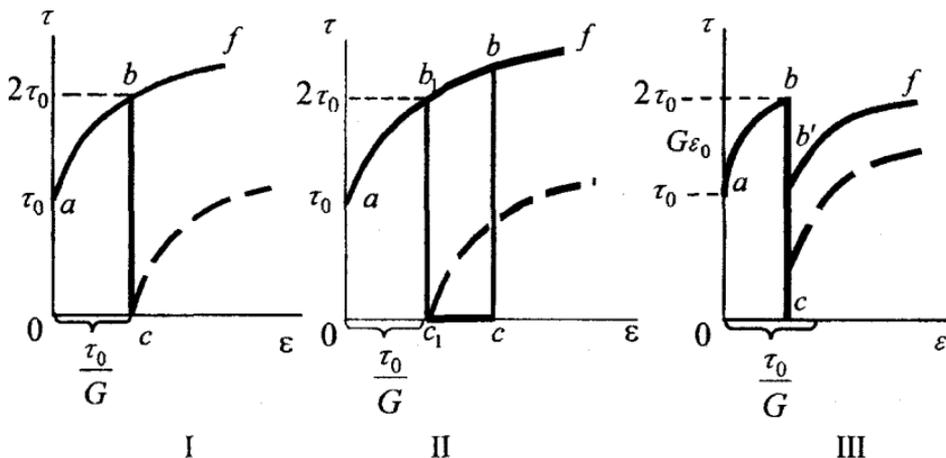
Решение уравнения (3.100) дает:

$$\varepsilon = \left(\varepsilon_0 - \frac{\tau_{np1}}{G}\right) \cdot \exp\left(-\frac{t}{t_r}\right) + \frac{\tau_{np1}}{G}.$$

Время t отсчитывается от начала процесса релаксации и при $t \rightarrow \infty$, $\varepsilon \rightarrow \frac{\tau_{np1}}{G}$. После окончания процесса релаксации модель придёт в состояние, описанное в пункте I.

III. $\varepsilon_0 < \frac{\tau_{np1}}{G}$. В этом случае усилие растянутой пружины равно $G\varepsilon_0 \leq \tau_{np1}$, деформация ε_0 будет "заморожена" и, как следствие,

запасено напряжение $\tau_{ост} = G\varepsilon_0$. При повторном нагружении в том же направлении предел текучести повысится на величину $\tau_{ост}$, а при нагружении усилием обратного знака, соответственно, уменьшится на эту же величину.



Р и с. 52. Диаграммы $\tau - \varepsilon$ для разных режимов повторного нагружения.

$$I - \varepsilon_0 = \frac{\tau_{нпл}}{G}, \quad II - \varepsilon_0 > \frac{\tau_{нпл}}{G}, \quad III - \varepsilon_0 < \frac{\tau_{нпл}}{G}.$$

" $0ab$ " – первичное нагружение, " bc " – разгрузка, " cbf " (для I),

" c_1b_1f " (для II) и " cb_1f " (для III) – повторное нагружение.

Пунктирной линией изображена диаграмма деформирования кристалла в противоположном направлении без учета изменения знаков τ и ε .

С помощью уравнения (3.97) можно найти зависимости $\varepsilon(t)$ при повторном нагружении кристалла напряжениями любого знака аналогично тому, как получено выражение (3.99). Например, при повторном деформировании нагрузкой того же знака с начальным ус-

ловием $\varepsilon(t=0) = \varepsilon'$ и, учитывая, что в случаях **I** и **II** $\varepsilon' = \frac{\tau_{np1}}{G}$, а в

случае **III** $\varepsilon' = \varepsilon_0$, решение уравнения (3.97) приводит к соотноше-

нию вида (3.99), где t_{np} надо заменить на t_{np}' , которое в случаях **I** и

II равно $t_{np}' = \frac{2\tau_{np1}}{C}$, а в случае **III** — $t_{np}' = \frac{\tau_{np1} + G\varepsilon_0}{C}$. Время всюду

отсчитывается от начала повторного нагружения, причем для случая **II** нужно полагать, что процесс релаксации уже завершен.

Аналогичным образом можно получить решение и для случая повторного воздействия на образец нагрузкой противоположного знака. Для этого в уравнение (3.97) перед выражением $(\tau - \tau_{np1})$ надо поставить знак минус. Сопоставляя зависимости $\tau(t)$ и $\varepsilon(t)$, можно построить диаграммы $\tau(\varepsilon)$ для всех рассмотренных случаев **I**, **II** и **III** (рис. 52).

Рассмотренные варианты нагружения были реализованы в описанном эксперименте и в других работах по изучению двойникования бериллия [152, 156]. Все теоретические выводы о деформационном поведении реологической модели IV при заданных режимах воздействия (рис. 52) находятся в полном качественном и количественном соответствии с опытными данными.

§ 3.10. Описание отдыха двойникованных металлических кристаллов

Если реологическое поведение модели IV (рис. 34д) применительно к развитию единичной двойниковой прослойки в металле известно, легко перейти к применению более сложных моделей (рис. 34). Реологическое уравнение, описывающее модель II (рис. 34б), можно получить, если к ранее вычисленной величине деформации ε добавить слагаемое

$$\varepsilon_{упр} = \frac{\tau}{G_2},$$

и в выражениях, полученных для описания механического поведения модели IV сделать замену параметров: G заменить на G_1 и t_0 — на t_0' . Модель II соответствует такому реальному случаю деформирования сдвойникового кристалла, когда роль матрицы существенна и при любом значении τ_0 в нагруженном образце прибавляется упругая составляющая деформации $\varepsilon_{0,упр} = \frac{\tau_0}{G_2}$, которая мгновенно снимается при его разгрузке.

Для некоторых металлов и сложных режимов нагружения реологическое описание двойниковой прослойки под нагрузкой невозможно свести к уже рассмотренным простым случаям и возникает потребность в использовании самой сложной из построенных моделей (§ 3.4) — модели II (рис. 34б). Из устройства модели видно, что в её реологическое уравнение, кроме $\varepsilon_{0,упр}$, нужно добавить характеристику пластичности основной части кристалла $\varepsilon_{пласт}$, определяемую уравнением

$$\tau - \tau_{пр2} = \eta_2 \dot{\varepsilon}_{пласт}. \quad (3.101)$$

При известном законе нагружения $\tau(t)$ уравнение (3.101) легко решается.

Уравнение, описывающее модель I, является дифференциальным уравнением 2-го порядка

$$\frac{1}{G_2} \ddot{\tau} + \left(\frac{1}{\eta_1} + \frac{1}{\eta_2} + \frac{G_1}{G_2 \eta_1} \right) \dot{\tau} + \frac{G_1}{\eta_1 \eta_2} \tau = \ddot{\varepsilon} + \frac{G_1}{\eta_1} \dot{\varepsilon}. \quad (3.102)$$

Его решение трудно сопоставить с экспериментальными зависимостями $\varepsilon(\tau)$, однако в отдельных частных случаях реологичес-

кое описание этой модели можно упростить.

Например, уравнение стандартного линейного тела для модели III (рис. 34г) дает аналитическое выражение, описывающее поведение двойника при длительной выдержке после разгрузки, несопоставимое с экспериментом:

$$\varepsilon = \varepsilon' \cdot \exp\left(-\frac{G_1}{\eta_1} t\right). \quad (3.103)$$

Графическое представление функции (3.103) дано на рис. 53.

Сплошная линия – зависимость $\varepsilon(t)$, построенная для случая $\tau = 0$. Пунктирной линией изображена кривая, обычно получаемая при экспериментальном изучении отдыха сдвойникового кристалла. Вопреки ожиданиям в соответствии с (3.103), экспериментальное значение деформации ε не стремится к нулю при $t \rightarrow \infty$, а достигает некоторого значения ε_∞ .

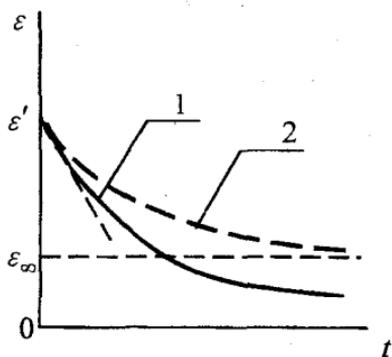


Рис. 53. Сопоставление теоретической (1) зависимости (3.103) с экспериментом (2).

Рассмотрим этот вопрос подробнее с помощью реологической модели II. Общее уравнение, описывающее зависимости $\varepsilon(t)$ (3.102), после устранения нагрузки при начальном условии $\varepsilon(t=0) = \varepsilon'$ принимает вид:

$$\ddot{\varepsilon} + \frac{G_1}{\eta_1} \dot{\varepsilon} = 0. \quad (3.104)$$

После интегрирования уравнения (3.104) получаем:

$$\dot{\varepsilon} + \frac{G_1}{\eta_1} \varepsilon = \text{const} = c_1, \quad (3.105)$$

где c_1 – произвольная постоянная интегрирования.

Решая уравнение (3.105), имеем

$$\varepsilon = c_2 \cdot \exp\left(-\frac{G_1 t}{\eta_1}\right) + \frac{c_1 \eta_1}{G_1}.$$

Здесь c_2 – вторая константа интегрирования.

Начальные условия дают:

$$c_2 = \varepsilon' - c_1 \frac{\eta_1}{G_1},$$

тогда

$$\varepsilon = \left(\varepsilon' - \frac{c_1}{G_1}\right) \cdot \exp\left(-\frac{G_1 t}{\eta_1}\right) + c_1 \frac{\eta_1}{G_1}, \quad (3.106)$$

где c_1 – всё та же произвольная постоянная. Для ее определения необходимо ввести дополнительное условие, исходя из независимых соображений. Оно вытекает из экспериментальных данных, приведенных на рис. 53. Видно, что при $t \rightarrow \infty$ значение ε должно стремиться к постоянной величине (пунктирная кривая).

При $t \rightarrow \infty$ уравнение (3.106) дает

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty = c_1 \frac{\eta_1}{G_1}. \quad (3.107)$$

Подставляя (3.107) в (3.106), окончательно получим:

$$\varepsilon = (\varepsilon' - \varepsilon_\infty) \cdot \exp\left(-\frac{G_1 t}{\eta_1}\right) + \varepsilon_\infty. \quad (3.108)$$

Сравнение с экспериментом свидетельствует о том, что полученная зависимость $\varepsilon(t)$ (3.108) правильно описывает ход кривой отдыха двойниковых прослоек [131]. Выражение (3.108) может быть

использовано для более точного определения реологического параметра двойниковой прослойки G_1 .

§ 3.11. Гистерезисные явления на границах клиновидных двойников и термоупругих мартенситных включений

Исследования последних десятилетий показали, что в кинетике развития пластической деформации скольжением [213], двойникованием [100], росте мелких трещин [84] и мартенситных игл [93, 120] существует физическое сходство, обусловленное общностью их дислокационной природы и наличием границ раздела, оказывающих определяющее влияние на механические свойства кристаллов под нагрузкой.

Исходя из сказанного, следует полагать, что развитый реологический подход к описанию механического поведения двойниковых границ можно использовать для феноменологического анализа сходных физических процессов. В частности, явлений, обеспечивающих реализацию памяти формы, которая состоит в обратимости пластической деформации на границах двойников и мартенситных кристаллов в ходе нагрузки и разгрузки, а при наличии термоупругого мартенсита, и в результате изменения температуры. В этих случаях большие объемы кристалла могут многократно деформироваться обратимым образом. Одной из характеристик такого необычного поведения материала являются гистерезисные петли, образуемые на диаграммах $\varepsilon - \tau$ при перемещении границ раздела двойников и мартенситных включений под нагрузкой [120, 132, 134, 155].

В случае двойниковой перестройки мартенсита под действием приложенных напряжений в наиболее благоприятную ориентацию по обе стороны границы раздела находится кристаллическая решетка, механические свойства которой характеризуются практически одинаковым модулем сдвига $G_1 \approx G_2$. Различия в значениях G_1 и G_2 могут быть связаны только с кристаллографической ориентацией мартенситных областей. В отличие от механических двойников в термо-

упругом мартенсите двойники образуются в процессе мартенситного превращения. Это двойники роста или превращения [1, 100]. Как показано в [120], поведение двойниковой границы роста под действием приложенной нагрузки такое же, как и у границ механических двойников. Исследователи эффектов памяти формы подчеркивают, что "по конечному продукту невозможно отличить двойники превращения от двойников деформации" [120].

Наиболее полно гистерезисные явления при двойниковании мартенситных кристаллов отражает модель стандартного твердого тела (рис. 34г, § 3.4.). В рамках этой модели смещение двойниковой границы описывается уравнением:

$$\tau + \frac{\eta_1}{G_1} \cdot \frac{1}{1 + \frac{G_2}{G_1}} \dot{\tau} = \frac{G_2}{1 + \frac{G_2}{G_1}} \varepsilon + \eta_1 \frac{G_2}{G_1} \cdot \frac{1}{1 + \frac{G_2}{G_1}} \dot{\varepsilon}, \quad (3.109)$$

где $\dot{\tau}$ и $\dot{\varepsilon}$ – скорости изменений прикладываемых напряжений и деформаций, η_1 – коэффициент вязкости перемещения границ раздела, G_1 и G_2 – упругие модули сдвойникованной части и матрицы кристалла соответственно.

Решая уравнение (3.109) при постоянной скорости нагружения $\dot{\tau} = C = const$ и начальном условии $\varepsilon(t=0) = 0$, получаем кривую нагружения $\varepsilon^{(1)}(\tau)$ (рис. 54), описываемую уравнением

$$\varepsilon^{(1)}(\tau) = -\frac{1}{G_1 A} (1 - \exp(-A\tau)) + \tau \frac{G_1 + G_2}{G_1 G_2}, \quad (3.110)$$

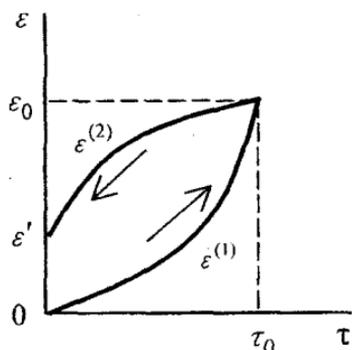
где $A = \frac{G_1}{\eta_1 C}$.

Для начального участка диаграммы $\varepsilon^{(1)}(\tau)$ (малых значений τ), разлагая $\exp(-A\tau)$ в ряд:

$$\exp(-A\tau) = 1 - A\tau + \frac{A^2 \tau^2}{2} + \dots,$$

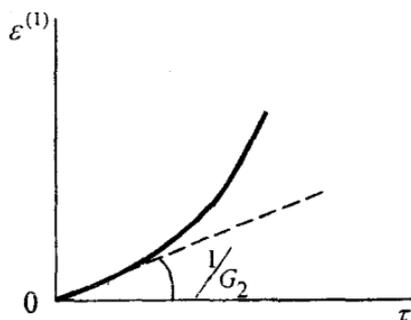
находим

$$\varepsilon^{(1)}(\tau) \approx \frac{\tau}{G_2} + \frac{\tau^2}{2\eta_1 C}. \quad (3.111)$$



Р и с. 54. Теоретические диаграммы нагружения $\varepsilon^{(1)}(\tau)$ (3.110) и разгрузки $\varepsilon^{(2)}(\tau)$ (3.112) для двойникования мартенситных кристаллов.

Соотношение (3.111) позволяет с помощью графика, приведенного на рис.55, определить реологические параметры G_2 – по линейному участку кривой $\varepsilon^{(1)}(\tau)$ и η_1 – по параболическому участку.



Р и с. 55. Теоретическая диаграмма нагружения $\varepsilon^{(1)}(\tau)$ (3.111).

При достижении заданного в эксперименте значения $\varepsilon^{(1)} = \varepsilon_0$ соотношение (3.111) принимает вид:

$$\varepsilon_0 = \frac{\tau_0}{G_2} + \frac{\tau_0^2}{2\eta_1 C},$$

откуда легко рассчитать τ_0 при заданном значении ε_0 .

Для построения кривой разгрузки определим зависимость $\varepsilon^{(2)}(\tau)$, решая уравнение (3.109) при $\tau = \tau_0 - C't$, где C' – скорость разгрузки, и начальном условии $\varepsilon(t=0) = \varepsilon_0$. Наиболее простой вид эта зависимость приобретает, если скорости нагружения и разгрузки совпадают: $C' = C$. Тогда после соответствующих преобразований получаем:

$$\varepsilon^{(2)}(\tau) = \frac{1}{G_1 A} ((\exp(-A\tau_0) - 2)\exp A(\tau - \tau_0) + 1) + \tau \frac{G_1 + G_2}{G_1 G_2}. \quad (3.112)$$

Полагая в (3.112) $\tau = 0$, (кристалл разгружен) находим остаточную деформацию ε' :

$$\varepsilon' = \frac{1}{G_1 A} ((\exp(-A\tau_0) - 2)\exp(-A\tau_0) + 1).$$

Используем полученные соотношения для определения потерь энергии в образце за счет обратимого движения двойниковой границы. Количественной мерой демпфирующих свойств материала, связанных с обратимым движением дефекта структуры кристалла, служит декремент затухания Q^{-1} [139]. Для его определения необходимо построить графические зависимости "напряжение-смещение" для двойниковой границы в диапазоне изменения напряжений от τ_0 до $-\tau_0$. Кривые $\tau(\Delta d)$, где Δd – величина смещения границ раздела, при нагрузке и разгрузке сдвойникового кристалла так же, как и при деформации макрообразца [108], не совпадают и образуют характерные гистерезисные петли. Площадь петли для стенки одноименных дислокаций в одном цикле "нагружение-разгрузка" пропорциональна рассеянной в кристалле энергии. Полная работа деформации пропорциональна площади, охватываемой под кривой нагру-

жения. Согласно [139],

$$Q^{-1} = \frac{\Delta S}{2\pi S},$$

где ΔS в нашем случае – площадь гистерезисной петли, приведенной на рис. 54, а S – площадь под кривой нагружения $\varepsilon^{(1)}(\tau)$.

Величина ΔS равна

$$\Delta S = \int_0^{\tau_0} (\varepsilon^{(2)} - \varepsilon^{(1)}) d\tau. \quad (3.113)$$

Подставив в (3.113) определенные выше $\varepsilon^{(1)}(\tau)$ и $\varepsilon^{(2)}(\tau)$, после необходимых преобразований для ΔS получаем выражение:

$$\Delta S = \frac{1}{G_1 A^2} ((1 - \exp(-\chi))(\exp(-\chi) - 3) + 2\chi),$$

где $\chi = A\tau_0$.

При малых значениях параметра χ оно приобретает вид:

$$\Delta S \approx \frac{1}{G_1 A^2} (\chi^3 - \frac{\chi^4}{4} + \dots), \quad (3.114)$$

что в первом приближении дает:

$$\Delta S \approx \frac{1}{G_1 A^2} A^3 \tau_0^3 = \frac{\tau_0^3}{\eta_1 C}.$$

Такие зависимости площадей гистерезисных петель экспериментально установлены на единичных двойниках в кристаллах висмута и его сплавов [155].

При $\chi \gg 1$ получаем

$$\Delta S \approx \frac{1}{G_1 A^2} 2\chi = \frac{2\tau_0}{G_1 A}. \quad (3.115)$$

Площадь под кривой нагружения $\varepsilon^{(1)}(\tau)$ из рис. 54 определяется как

$$S = - \int_0^{\tau_0} \varepsilon^{(1)}(\tau) d\tau + \tau_0 \varepsilon_0.$$

Сделав соответствующие подстановки и преобразовав полученное выражение, находим, что

$$S = \frac{1}{G_1 A^2} \left(\frac{1}{2} \chi^2 \left(1 + \frac{G_1}{G_2} \right) + (1 + \chi) \exp(-\chi) - 1 \right). \quad (3.116)$$

При $\chi \ll 1$ выражение (3.116) принимает вид:

$$S \approx \frac{1}{G_1 A^2} \left(\frac{1}{2} \chi^2 \frac{G_1}{G_2} + \frac{\chi^3}{2} + \dots \right), \quad (3.117)$$

а при $\chi \gg 1$

$$S \approx \frac{1}{G_1 A^2} \frac{\chi^2}{2} \left(1 + \frac{G_1}{G_2} \right). \quad (3.118)$$

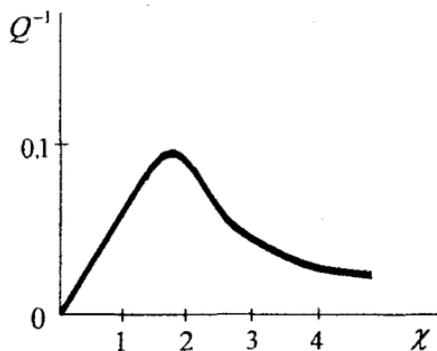
Используя (3.113), (3.114), (3.115), (3.117) и (3.118), находим зависимости $Q^{-1}(\tau)$:

$$\text{при } \chi \ll 1 \quad Q^{-1} \approx \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{2G_1}{\eta_1 C} \tau_0, \quad (3.119)$$

$$\text{при } \chi \gg 1 \quad Q^{-1} \approx \frac{2}{\pi A \tau_0} \left(1 + \frac{G_1}{G_2} \right). \quad (3.120)$$

Как видно, и в случае $\chi \ll 1$, и при $\chi \gg 1$ декремент затухания $Q^{-1} \ll 1$, однако ход кривых $Q^{-1}(\tau_0)$ для больших и малых значений χ при этом различен. На рис. 56 показан вид графика $Q^{-1}(\chi)$

для случая $\frac{G_1}{G_2} \approx 1$.



Р и с. 56. Теоретическая зависимость $Q^{-1}(\chi)$.

Зная количественные значения параметров G_1 , G_2 , η_1 и постоянную скорость изменения нагрузки C , можно точно рассчитать зависимость $Q^{-1}(\tau_0)$.

Соотношения (3.119) и (3.120) дают своеобразную "амплитудную" зависимость $Q^{-1}(\tau_0)$. В то же время хорошо известно, что при релаксационном механизме рассеяния энергии декремент затухания Q^{-1} не должен зависеть от амплитуды напряжения. Однако здесь нет противоречия. Соотношения (3.119) и (3.120) фактически отражают частотную зависимость $Q^{-1}(\omega^*)$, где ω^* определяется параметрами C и τ_0 :

$$\omega^* = \frac{2\pi}{T^*},$$

здесь T^* – время, необходимое для снятия гистерезисной петли, равное $T^* = \frac{2\tau_0}{C}$. Истинную амплитудную зависимость $Q^{-1}(\tau_0)$ мож-

но изучить, если значения τ_0 и C изменять таким образом, чтобы их отношения оставались постоянными, то есть выполнялось усло-

вие: $\frac{\tau_0}{C} = const$. В этом случае параметр Q^{-1} перестает зависеть от параметра τ_0 .

В области больших значений τ_0 зависимость $Q^{-1}(\tau_0)$ экспериментально зарегистрировать не удастся. Опытное изучение площади гистерезисной петли от числа циклов нагружения для клиновидных двойников в кальците [20, 100] и металлах [109, 134, 139, 155] показывает, что, кроме релаксационного механизма поглощения энергии при передвойниковании, имеют место процессы деформационного характера. Для расчета гистерезисных явлений в таких случаях нужно привлекать более сложные модели. Однако, зная параметры G_1 , G_2 и η_1 , с помощью (3.119) можно оценить ту часть внутреннего трения, которая обеспечивается релаксационным гистерезисом, тогда оставшаяся часть объясняется наличием деформационного гистерезиса. Таким способом экспериментально разделяется вклад различных механизмов во внутреннее трение, связанное с циклическим перемещением двойниковых границ.

Следует особо подчеркнуть, что с помощью соотношения (3.119) в данной работе анализируется только низкочастотное внутреннее трение, так как экспериментальное определение гистерезисной петли в [109, 134, 139, 155] составляло 20-30 минут. Кроме того, соотношение (3.119) справедливо для малых значений Q^{-1} и при этом обязательно должно выполняться условие: $t_r \gg t_\epsilon$,

где
$$t_r = \frac{\eta_1}{G_1} \quad (3.121)$$

имеет смысл времени релаксации деформации при $\tau = const$.

Аналогичная характеристика t_ϵ , равная

$$t_\epsilon = \frac{\eta_1}{G_2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{G_2}{G_1}}, \quad (3.122)$$

представляет собой время релаксации напряжения при $\varepsilon = const$.

Из (3.121) и (3.122) видно, что $t_\varepsilon < t_\tau$.

Согласно (3.121), для определения параметра G_1 удобнее всего воспользоваться зависимостью $\varepsilon(t)$ при отдыхе сдвойникованного кристалла после цикла нагрузка-разгрузка. Решение уравнения (3.109) при условиях $\varepsilon(t) = 0$ и $\tau = 0$ дает

$$\varepsilon = \varepsilon' \exp\left(-\frac{t}{t_\tau}\right). \quad (3.123)$$

Эта зависимость показана на рис. 53. Зная η_1 , из начального участка кривой $\varepsilon(t)$, описываемой уравнением

$$\varepsilon = \varepsilon' \left(1 - \frac{t}{t_\tau}\right) - \varepsilon' \left(1 - \frac{G_1}{\eta_1} t\right),$$

легко определить G_1 .

Как уже отмечалось, экспериментальная зависимость $\varepsilon(t)$ при изучении отдыха сдвойникованных кристаллов [131] (пунктирная линия на рис. 53) в отличие от (3.123) не стремится к нулю, а при $t \rightarrow \infty$ имеет некоторое конечное значение.

На этом примере видна ограниченность модели линейного стандартного тела для количественной оценки пластических явлений на двойниковых границах.

Более детальное сопоставление результатов расчета, сделанного с помощью уравнения (3.109), и экспериментальных данных по изучению механических свойств двойниковых границ позволяет внести коррективы в рассматриваемую модель. С учетом уточнений исходное уравнение, описывающее поведение двойниковых границ под нагрузкой, становится дифференциальным уравнением второго порядка. В этом случае для его решения уже недостаточного одного начального условия, так как необходима дополнительная информация для определения некоторой произвольной постоянной интегрирования. Кроме того, общее решение имеет громоздкий вид, не по-

звolyающий провести сравнение расчетных зависимостей с экспериментальными результатами. Однако для некоторых видов нагружения такие дифференциальные уравнения напряженно-деформированного состояния кристалла могут быть составлены и проанализированы (см. § 3.10).

Применяя изложенную теорию к определению кинетических характеристик конкретных элементов структуры мезоскопического масштаба, можно, исходя из экспериментальных данных, оценить порядок количественных значений феноменологических параметров G_1 , G_2 и η_1 . В отдельных случаях, например, для двойниковых границ, дислокационных стенок, подвижных границ раздела фаз, можно выяснить их дислокационный смысл и установить зависимости G_1 , G_2 и η_1 от степени деформации, температуры и других условий нагружения материала.

Нужно помнить об упрощенном характере модельных представлений и области их применимости. В частности, использование таких представлений для количественного описания поведения единичных двойниковых прослоек в металлах [130, 186, 187] показало, что количественные значения указанных параметров имеют строго локальный характер и могут значительно отличаться для разных двойников в одном и том же образце. Кроме того, в сложных условиях деформирования – большие деформации, знакопеременные нагрузки, одновременное протекание двойникового и скольжения – параметры G_1 , G_2 и η_1 могут изменяться в процессе эксперимента. Однако модельные представления дают правильный порядок расчетных величин реологических параметров и позволяют достоверно предсказывать их зависимости от различных факторов.

ГЛАВА 4

ДИСЛОКАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ РАЗВИТИЯ ОСТАТОЧНЫХ ДВОЙНИКОВЫХ ПРОСЛОЕК В МЕТАЛЛАХ

§ 4.1. Дислокационная структура двойниковой границы

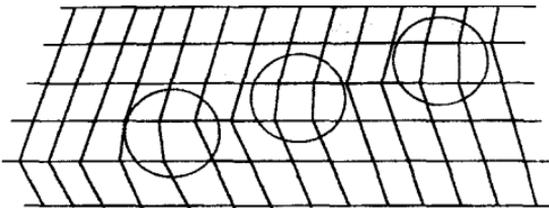
Мезоскопические размеры механических двойников в кристаллах с одной стороны расширяют возможности экспериментаторов, позволяя применять к их исследованию методы макро- и микроструктурного анализа, с другой – осложняют теоретическое описание явления необходимостью выяснения связи микро- и макрохарактеристик, определенных опытным путем.

Как макрообъект двойниковая прослойка представляет собой автономную область кристалла, которая под нагрузкой ведет себя как самостоятельное реологическое тело и имеет реологические параметры, отличные от параметров матрицы кристалла. Форма, размеры и перемещения границ остаточной двойниковой прослойки в кристалле металлографически определимы.

Средствами электронной микроскопии высокого разрешения, рентгеноструктурного анализа и избирательного травления надежно установлено, что на микроскопическом уровне двойниковая граница имеет сложную дислокационную структуру [81, 228-232].

Согласно дислокационным представлениям [37], двойникование начинается с образования больших дислокационных коллективов. Границы металлографически разрешимых двойников минимальных размеров образованы скоплениями, состоящими из $10^3 - 10^4$ двойнивающих дислокаций.

Двойнивающая дислокация – частичная. Она последовательно перемещает все атомы плоскости, в которой движется в новое положение устойчивого равновесия, соответствующее двойниковой ориентации. Атомы при этом смещаются на расстояния, равные долям параметра решетки [204]. Каждая двойнивающая дислокация обеспечивает перестройку решетки в одной кристаллографической плоскости таким образом, что двойниковые границы представляют собой стенки частичных дислокаций (рис. 57).



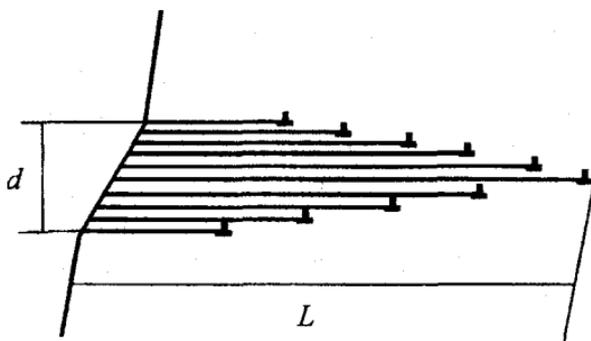
Р и с. 57. Дислокационная модель границы двойника [20].

Макроскопическая двойниковая прослойка образуется набором двойнивающих дислокаций, расположенных в разных кристаллографических плоскостях и задающих профиль двойника (рис.58).

В дислокационной теории [20] определение формы двойниковой прослойки сводится к проблеме расчета равновесного состояния скопления взаимодействующих между собой одноименных двойнивающих дислокаций, расположенных в одной плоскости и распределенных по контуру двойника с некоторой линейной плотностью ρ_{dv} .

Поскольку толщина двойника задается полным числом образу-

ющих его дислокаций и межплоскостным расстоянием в кристалле, то плотность двойниующих дислокаций на границах прослойки будет зависеть от порядка величины параметра $\frac{d}{L}$.



Р и с. 58. Двойник как совокупность дислокаций [20].

L – длина двойника, d – толщина двойника у поверхности кристалла.

Для двойников клиновидной формы (рис.58) среднюю плотность двойниующих дислокаций на границах легко рассчитать по макроскопически определяемой степени некогерентности двойниковых границ [14]:

$$\rho_{cp} = \frac{d}{La},$$

где a – расстояние между кристаллографическими плоскостями в направлении, перпендикулярном действующей плоскости двойниования.

Эволюция двойника под действием механических напряжений происходит в результате коллективного движения всей совокупности двойниующих дислокаций, взаимодействующих как между собой, так и с дефектами структуры.

При изменении напряженного состояния кристалла ансамбль двойниующих дислокаций, образующих двойниковую прослойку,

ведет себя как единое целое. Смещение одной дислокации, благодаря силам взаимодействия, приводит к нарушению равновесия всего дислокационного скопления. Однако прямое экспериментальное изучение кинетики развития сдвойникового объема на дислокационном уровне невозможно по нескольким причинам. Во-первых, наблюдение за поведением отдельных двойникующих дислокаций в скоплениях затруднено из-за отсутствия надежных экспериментальных методов их выявления. Во-вторых, зарождение клиновидных двойников у концентраторов напряжений происходит со скоростью, близкой к скорости звука, и в кристалле практически одновременно возникает большое количество двойникующих дислокаций, образующих границы раздела значительной протяженности. Изменения формы и размеров развивающихся двойниковых прослоек характеризуют свойства двойниковых границ, то есть дислокационных ансамблей. Наиболее удобными для исследований являются границы клиновидных двойников в тех случаях, когда их движение не сопровождается выходом части двойникующих дислокаций из кристалла. Анализируя особенности поведения двойниковых клиньев с разными углами раствора, можно судить о закономерностях развития дислокационных стенок с различной линейной плотностью двойникующих дислокаций.

Двойникование металлических кристаллов всегда протекает при наличии деформации скольжением. Процессы взаимодействия двойникующих (частичных) дислокаций с полными дислокациями скольжения в большинстве случаев контролируют скорость перемещения двойниковых границ и определяют ряд особенностей механического поведения прослоек при разных условиях деформирования. Изучение разнообразных механизмов указанного взаимодействия, таких как термоактивированное преодоление двойникующими дислокациями "леса" полных дислокаций, уменьшение плотности двойникующих дислокаций на двойниковых границах в результате реакций с полными дислокациями, зарождение и перемещение новых двойникующих дислокаций дает информацию о механизмах упрочнения деформируемых кристаллов.

Дислокационная теория развития двойников разработана только для упругой стадии двойникования [15, 19, 20, 21, 37, 120, 214].

Свойства остаточных двойниковых прослоек, не исчезающих после разгрузки кристалла, с точки зрения теории дислокаций на строгом количественном уровне не обсуждались.

Основная задача описания двойникового металлических кристаллов состоит в установлении связи экспериментально изучаемых макропараметров остаточных двойниковых прослоек с индивидуальными и коллективными характеристиками двойникующих дислокаций. В рамках рассмотренной в главе 3 феноменологической теории эта задача сводится к выяснению физического смысла реологических параметров G_1 , G_2 и η_1 на дислокационном уровне. Накопленный экспериментальный материал по изучению кинетики развития границ единичных двойниковых прослоек в условиях сопутствующего скольжения при различных режимах нагружения (глава 2) открывает такие возможности.

§ 4.2. Исследование реологических параметров модели Бюргерса

Рассмотрим связь фундаментальных реологических параметров модели Бюргерса (рис. 34а, §3.4) – модулей упругости и коэффициента вязкости – с микроскопическими характеристиками вещества на дислокационном уровне.

Две пружины в модели I отражают различные упругие свойства двойника – G_1 и основной части образца – G_2 .

Соотношения между упругими модулями G_1 и G_2 , то есть между упругой и релаксационной частями модели, определяются величиной пластической вязкости η_1 , учитывающей силы сопротивления движению двойниковых границ в кристалле.

В частности, если η_1 велико, то будут выполняться соотношения:

$$G_1 \gg G_2, \text{ и } G^* \approx G_1, \quad (4.1)$$

где полный упругий модуль модели G^* равен

$$G^* = \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2}$$

и называется релаксационным упругим модулем.

Для такого случая облегчается оценка параметра G_1 .

Рассмотрим клиновидный двойник на стадии роста угла раствора, то есть в процессе увеличения степени некогерентности двойни-

ковых границ $\frac{d}{L}$. Как и ранее, считая мерой деформации двойнико-

ванием величину $\varepsilon = \frac{\Delta d}{d_0}$, выясним дислокационный смысл реоло-

гических параметров G_1, G_2, η_1 . Прежде всего, установим смысл

полного модуля упругости G^* . Для этого воспользуемся уравнени-
ем, описывающим напряжение, действующее на одну двойникую-
щую дислокацию в плоском дислокационном скоплении [20]:

$$\tau = \int_{a_0}^L \tau^1(x, \xi) \rho(\xi) d\xi. \quad (4.2)$$

Здесь L – длина границы раздела двойник-матрица (длина двой-
ника); a_0 – глубина источника двойникующих дислокаций; $\tau^1(x, \xi)$
– напряжение, действующее на дислокацию в точке x со стороны
дислокации, расположенной в точке ξ ; $\rho(\xi)$ – функция распреде-
ления плотности дислокаций на границе.

Считаем кристалл изотропным и неограниченным. Заменяя $\rho(\xi)$
некоторым средним значением плотности ρ_{cp} , из (4.2) находим:

$$\tau = B \rho_{cp} \ln \frac{L}{a_0}. \quad (4.3)$$

Величина B для данного кристалла постоянна и равна

$$B \approx \frac{Gb}{2\pi},$$

где b – вектор Бюргера двойникующей дислокации.

Приращение ширины двойника можно выразить как

$$\Delta d = a\rho_{cp}L, \quad (4.4)$$

где a – межплоскостное расстояние в направлении движения двойниковой границы.

Из (4.3) и (4.4) с учетом закона Гука находим:

$$G^* = \frac{\tau}{\Delta d/d_0} = \frac{d_0}{aL} B \ln \frac{L}{a_0}.$$

При выполнении условия (4.1) G_1 равно:

$$G_1 = \frac{d_0}{aL} B \ln \frac{L}{a_0}. \quad (4.5)$$

Значения параметров, входящих в выражение (4.5), можно определить из условий и результатов эксперимента по изучению двойникования монокристаллов висмута и цинка под действием пульсирующих напряжений [145, 149]. В частности, для сплава $Bi+1\%Sb$ они

равны [187]: $\ln \frac{L}{a_0} \sim 10$, $B \sim 5 \cdot 10^{-2} \frac{H}{m}$, $\frac{d_0}{L} \sim 10^{-2}$, $L \sim 2$ мм.

Тогда количественная оценка G_1 на основании (4.5) дает величину $G_1 = 10^7$ Па, которая совпадает с экспериментальными данными.

Параметр η_1 должен быть обусловлен вязкостью пластического течения, вызванного переползанием двойникующих дислокаций через сетку случайных препятствий – стопоров. Учитывая определение сдвиговой деформации по Владимирскому [204] и считая, что $\sin \theta \approx 1$, свяжем параметр η_1 с истинной пластической вязкостью материала $\eta_{пласт}$

$$\eta_1 \equiv \frac{\tau}{\dot{\epsilon}} \approx \frac{d_0 s}{L} \eta_{\text{пласт}}, \quad (4.6)$$

где s – коэффициент сдвига атомов при двойниковании, который для висмута равен $s = 0,12$ [1].

Величина пластической вязкости обычно имеет значения порядка $\eta_{\text{пласт}} = 10^{13} \div 10^{14}$ Па·с. Например, при диффузионном переполнении дислокации, когда $\dot{\epsilon} \sim \tau$, величину $\eta_{\text{пласт}}$ можно определить как [205]:

$$\eta_{\text{пласт}} = \frac{\ln L_{\text{об}} / x_0}{2\pi\rho D} \cdot \frac{kT}{a^3} \sim 10^{14} \text{ Па}\cdot\text{с}.$$

Здесь k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, D – коэффициент самодиффузии, $L_{\text{об}}$ – линейный размер образца, ρ – плотность дислокаций, x_0 – радиус ядра дислокации.

При $d_0 = 20 \text{ мкм}$, $L_{\text{об}} = 2 \text{ мм}$, согласно (4.6), получаем количественное значение $\eta_1 \sim 10^{-3} \cdot \eta_{\text{пласт}} \approx 10^{11}$ Па·с, которое так же хорошо согласуется с экспериментальной величиной η_1 , полученной при изучении двойниковых границ в кристаллах висмута [187].

Для выяснения смысла параметра G_2 необходимо точно знать механизм снятия упругой части двойника при разгрузке кристалла. Если это происходит путем срыва стопоров некоторой частью двойникующих дислокаций при возвратном движении, то для оценки упругой части $\Delta d_{\text{уп}}$ можно записать неравенство:

$$N_{\text{см}} \Delta d_{\text{уп}} \tau_{(1)} \leq \tau, \quad (4.7)$$

где $\tau_{(1)}$ – напряжение, инициируемое одним источником, $N_{\text{см}}$ – число стопоров на единице длины границы.

Будем считать, что внутренние напряжения, которые создаются на каждом участке пружины реологической модели Бюргера, рав-

ны внешнему напряжению τ в момент разгрузки. Тогда из (4.7) находим

$$\frac{\Delta d_{\text{упр}}}{d_0} \leq \frac{\tau}{d_0 N_{cm} \tau_{(1)}} = \frac{\tau}{G_2}$$

или

$$G_2 \geq d_0 N_{cm} \tau_{(1)}. \quad (4.8)$$

Количественное значение $\tau_{(1)}$ точно установить невозможно. Однако ясно, что $\tau_{(1)}$ по порядку величины должно совпадать со значением τ^1 из (4.2). Выражение для τ^1 в рамках наших оценок можно представить в виде:

$$\tau^1 \approx \frac{B}{r},$$

где r имеет смысл некоторого расстояния сближения между двойнивающей дислокацией и стопором в момент срыва стопора, то есть в момент его преодоления. По порядку величины можно положить, что

$$r \approx \frac{1}{N_{cm}}.$$

Тогда количественное значение для G_2 получим как:

$$G_2 \approx d_0 B N_{cm}^2. \quad (4.9)$$

Если считать стопорами для двойнивающих дислокаций полные дислокации “леса”, плотность которых в висмуте равна $\rho_{\text{упр}} \approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$, то $N_{cm} = \sqrt{\rho_{\text{упр}}} = 10^5 \text{ см}^{-1}$. Подставив в выражение (4.9) количественные данные, соответствующие деформированию кристаллов висмута пульсирующими нагрузками [145, 149], а именно: $d_0 = 20 \text{ мкм}$ и $N_{cm} = 10^5 \text{ см}^{-1}$, получим $G_2 \approx 10^8 \text{ Па}$, что соответствует экспериментальному значению этого параметра.

Таким образом, соотношения (4.5), (4.6) и (4.8) позволяют выяснить дислокационный смысл параметров реологической модели Бюргера применительно к анализу упругих и релаксационных свойств двойниковых прослоек в висмуте и цинке при деформировании кристаллов в режиме действия пульсирующих и знакопеременных нагрузок. Видно, что все три реологических параметра зависят от исходной толщины прослойки d_0 , как это и следует из эксперимента [145, 149, 150, 152].

§ 4.3. Скорость двойникующих дислокаций в кристалле при наличии скольжения

Скорость движения двойникующих дислокаций в металлическом кристалле в направлении двойникования под действием внешнего сдвигового напряжения определяется двумя основными факторами: взаимодействием частичных дислокаций с полными дислокациями скольжения и частичных дислокаций друг с другом. Степень влияния первого из этих факторов зависит от вида остаточной двойниковой прослойки и типа имеющихся в кристалле полных дислокаций.

В случае "сквозных" двойниковых прослоек, когда двойникующие дислокации могут свободно выходить на поверхность кристалла, взаимодействие их друг с другом не приводит к значительной концентрации внутренних напряжений на двойниковых границах. Аналогичный случай осуществляется для прослоек любого вида при наличии в кристалле полных дислокаций, облегчающих двойникование в результате дислокационных реакций, приводящих к быстрой релаксации внутренних напряжений на границах раздела, например, базисных дислокаций в ГПУ металлах [142]. В обоих случаях движение двойникующих дислокаций контролируется термоактивированным механизмом преодоления полных дислокаций, препятствующих двойникованию. К таковым относятся пирамидальные дислокации в гексагональных кристаллах [39]. Ввиду наличия глубокого сходства между развитием двойниковых прослоек и отдельных линий скольжения [215] указанный процесс можно рассматривать по

аналогии с установившейся ползучестью кристаллов. Исходя из этого, для скорости отдельных двойникующих дислокаций $V_{\text{дв}}$ можно записать [216]

$$V_{\text{дв}} = V_{\text{дв}}^m \exp\left(-\frac{\Delta q - \gamma\tau}{kT}\right) \approx \zeta v_{\text{соб}} \exp\left(-\frac{\Delta q - bhl\tau}{kT}\right), \quad (4.10)$$

где $V_{\text{дв}}^m$ – максимальная скорость движения двойникующих дислокаций при $\Delta q = \gamma\tau$, Δq – изменение свободной энергии, связанное с преодолением препятствий; γ – активационный объем, равный $\gamma = bhl$, b – вектор Бюргерса двойникующей дислокации, h – ширина препятствия, l – среднее расстояние между препятствиями, ζ – расстояние, проходимое дислокацией после "успешной" флуктуации, которое обычно равно $\zeta \approx l$ [82]; $v_{\text{соб}}$ – частота колебаний дислокационных сегментов, τ – внешнее напряжение в направлении двойникования.

Для принятого конкретного вида препятствий – полных дислокаций с вектором Бюргерса b_n – величинам $V_{\text{дв}}^m$, Δq и γ , входящим в выражение (4.10), можно придать вполне определенный физический смысл.

Порядок величины $V_{\text{дв}}^m$ известен из экспериментов по определению скорости роста двойников в металле при действии ударных нагрузок [110] и для кристаллов висмута составляет $V_{\text{дв}}^m \approx 10 \text{ м/с}$. Полагая, что $h \approx b_n$, для γ получим:

$$\gamma = b_n b l = b_n b \rho_n^{-1/2}, \quad (4.11)$$

где ρ_n – плотность дислокаций "леса". При $\rho_n \sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ для двойникующих дислокаций в висмуте порядок величины γ составляет $\sim 10^{-21} \text{ см}^{-3}$.

Оценку количественных значений изменения свободной энергии Δq можно получить разными способами. С одной стороны, эта

величина не может быть меньше значения $f_{омт} b_n$, где $f_{омт}$ – сила отталкивания, действующая на двойникующую дислокацию в момент наибольшего сближения с полной дислокацией на расстояние равное b_n . Принимая для $f_{омт}$ обычное выражение для силы взаимодействия между краевыми дислокациями с параллельным вектором Бюргера и считая, что эта сила в основном действует на отрезок двойникующей дислокации (ширина ступеньки, совершающей "скачок"), получим для Δq :

$$\Delta q \geq \frac{Gb_n^2 b}{2\pi(1-\mu)}, \quad (4.12)$$

где G – модуль сдвига, μ – коэффициент Пуассона.

С другой стороны, принимая во внимание, что дислокации в момент пересечения являются источниками и стоками для вакансий [108], можно утверждать, что Δq не может превышать величину энергии активации самодиффузии $U_{диф}$:

$$\Delta q \leq U_{диф}. \quad (4.13)$$

Количественная оценка Δq с помощью (4.12) и (4.13) дает значение этой величины $\sim 10^{-2}$ эВ. Экспериментальное определение по температурным зависимостям скорости двойникования монокристаллов висмута находится в хорошем согласии с этими теоретическими соображениями [217].

Таким образом, все величины в выражении (4.10) имеют вполне определенный дислокационный смысл, в дальнейшем это соотношение будет использовано для вычисления скорости расширения двойниковой прослойки.

Рассмотрим случай, когда необходимо учитывать силы отталкивания между двойникующими дислокациями на двойниковых границах. Такая ситуация имеет место для клиновидных двойников при отсутствии в кристалле дислокаций, облегчающих двойникование. Концентрация внутренних напряжений на границах раздела приводит к проявлению упругих свойств двойниковых границ и к интен-

сивному протеканию сопутствующего скольжения в окрестностях границ, в результате чего плотность дислокационного "леса" может возрастать на несколько порядков по сравнению со средними значениями. Тогда для анализа скорости двойникующих дислокаций вместо (4.10) следует записать:

$$V_{\partial\sigma} = V_{\partial\sigma}^m \exp\left(-\frac{\Delta q - \gamma(\tau - \tau^*)}{kT}\right), \quad (4.14)$$

где τ^* – атермическая составляющая внутренних напряжений.

Будем считать, что основной вклад в величину τ^* вносит взаимное отталкивание двойникующих дислокаций на границе. Согласно дислокационным представлениям [100], напряжение в точке x двойниковой границы, созданное дислокациями, находящимися в точке $\xi \neq x$, равно

$$\tau(x) \approx \int_{a_0}^L \frac{Gb}{2\pi} \frac{\rho(\xi)}{(x-\xi)} d\xi, \quad (4.15)$$

где глубина источника двойникующих дислокаций $a_0 \geq \phi$, (ϕ – величина ступеньки на поверхности кристалла в месте выхода двойниковой границы), $\rho(\xi)$ – линейная плотность дислокаций в точке ξ на границе. Заменяя в (4.15) $\rho(\xi)$ на усредненное значение плотности дислокаций ρ_{cp} [14], и, учитывая, что $\tau(0)$ совпадает по смыслу с τ^* в (4.14) из уравнения (4.15), находим:

$$\tau^* = |\tau(0)| \approx \frac{Gb}{2\pi} \left(\ln \frac{L}{a_0}\right) \rho_{cp}. \quad (4.16)$$

Такая оценка τ^* дает величину порядка $\sim 10^7$ Па.

Средняя плотность двойникующих дислокаций на границах ρ_{cp} связана с утолщением двойниковой прослойки Δd соотношением: $\Delta d = a\rho_{cp}L$ [14]. При этом предполагается, что увеличение тол-

щины прослойки обусловлено главным образом движением одной из двух ее границ [38]. Тогда очевидно, что величина τ^* пропорциональна утолщению прослойки Δd .

Соотношения (4.10) и (4.14) описывают движение индивидуальных двойнивающих дислокаций в кристалле при наличии скольжения. Если не учитывать возможного зарождения двойнивающих дислокаций в глубине кристалла (недостаточность экспериментальных данных не позволяет обсуждать проблему [204, 217]), то следует полагать, что это движение определяет динамику развития двойниковых прослоек. Такой подход дает возможность проанализировать перемещение двойниковых границ в металле при различных режимах нагружения.

§ 4.4. Развитие двойников при различных режимах нагружения

Прирост пластической деформации кристалла при утолщении двойниковой прослойки на величину Δd составляет [204]:

$$\varepsilon_{\text{пласт}} = \frac{s\Delta d}{L}.$$

Для сравнения результатов расчета с экспериментальными данными удобно ввести относительную деформацию прослойки [130, 186]:

$$\varepsilon = \frac{\Delta d}{d_0} = \frac{\varepsilon_{\text{пласт}}}{\varepsilon_{\text{пласт}}^0},$$

где $\varepsilon_{\text{пласт}}^0 = \frac{sd_0}{L}$ — начальная пластическая деформация, соответствующая исходной толщине прослойки d_0 .

Скорость двойникования, то есть величину $\dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt}$, легко связать со скоростью двойнивающих дислокаций $V_{\text{де}}$.

При образовании двойниковой границы длиной L двойникующие дислокации проходят в среднем расстояние $\frac{1}{2}L$. Тогда

$$\dot{\varepsilon} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta d}{d_0} \right) = \frac{2a}{d_0 L} V_{\text{дс}}. \quad (4.17)$$

В случае отсутствия атермической составляющей внутренних напряжений, то есть $\tau^* = 0$, в уравнение (4.17) вместо $V_{\text{дс}}$ следует подставить выражение (4.10)

$$\dot{\varepsilon} = \frac{2aV_{\text{дс}}^m}{d_0 L} \exp\left(-\frac{\Delta q - \gamma\tau}{kT}\right). \quad (4.18)$$

При $\tau = \tau_0 = \text{const}$ решение уравнения (4.18) имеет простой вид: $\varepsilon = \text{const} \cdot t$, где величина константы представляет собой правую часть равенства (4.18) для $\tau = \tau_0$. Такая "установившаяся ползучесть" действительно наблюдается в экспериментах. Изучение зависимости скорости "ползучести" двойниковых границ от температуры дает возможность экспериментально оценить величину барьера Δq [222].

Рассмотрим подробнее решение уравнения (4.18) при линейном росте внешнего напряжения:

$$\tau = \dot{\tau} t, \quad (4.19)$$

$$\text{где} \quad \dot{\tau} = \text{const} = C. \quad (4.20)$$

При начальном условии $\varepsilon(t=0) = 0$ находим:

$$\varepsilon = \frac{W}{w} (\exp(wt) - 1), \quad (4.21)$$

$$\text{где} \quad W = \frac{2aV_{\text{дс}}^m}{d_0 L} \exp\left(-\frac{\Delta q}{kT}\right), \quad w = \frac{\gamma\dot{\tau}}{kT}. \quad (4.21a)$$

В области значений $wt = \frac{\gamma\dot{\tau}}{kT} = 0,5 \div 2,5$ выражение (4.21) можно

упростить, используя интерполяционное соотношение:

$$\exp(wt) - 1 \approx \sqrt{\ell}(wt)^2 \approx 1,65(wt)^2. \quad (4.22)$$

Прямые вычисления в указанном интервале значений wt показывают, что соотношение (4.22) выполняется с точностью до 3%. Тогда

$$\varepsilon \approx 1,65W(wt)^2. \quad (4.23)$$

Если учитывать значение τ^* , то в уравнение (4.17) следует подставить $V_{\partial s}$, задаваемое выражением (4.14). И в этом случае для τ^* , согласно (4.16), получим:

$$\tau^* \approx G_1 \varepsilon,$$

где

$$G_1 = \frac{Gb d_0}{2\pi aL} \ln \frac{L}{a_0}. \quad (4.24)$$

Величина G_1 имеет размерность упругого модуля и характеризует упругие свойства двойниковых границ. Скорость двойникова-ния $\dot{\varepsilon}$ с учетом сказанного можно представить как:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{2aV_{\partial s}^m}{d_0L} \exp\left(-\frac{\Delta q - \gamma(\tau - G_1\varepsilon)}{kT}\right). \quad (4.25)$$

Решение уравнения (4.25) при $\tau(t)$, заданном в виде (4.19), и начальном условии $\varepsilon(t=0) = 0$ имеет вид:

$$\varepsilon = \frac{1}{p} \ln\left(\frac{p}{w} W (\exp(wt) - 1) + 1\right), \quad (4.26)$$

где

$$p = \frac{\gamma G_1}{kT}. \quad (4.26a)$$

В интервале значений $wt = 0 \div 3$ при $\frac{p}{w} W \leq 0,1$ с точностью до

3% выполняется интерполяционное соотношение:

$$\ln\left(\frac{P}{w}W(\exp(wt) - 1) + 1\right) \approx 1,65 \frac{P}{w}W(wt)^2 - \frac{(2 \cdot 1,65)^2}{6} \left(\frac{P}{w}W\right)^2 (wt)^3 \quad (4.27)$$

и выражение (4.26) можно представить:

$$\varepsilon \approx 1,65(wt)^2 - 1,81W^2 p(wt)^3. \quad (4.28)$$

Как видно, соотношения (4.21), (4.23), (4.26) и (4.28) описывают изменение толщины двойниковых прослоек в разных условиях деформирования кристаллов при линейном росте внешних механических напряжений.

После снятия нагрузки при $\tau^* = 0$ достигнутая толщина прослойки остается неизменной. В случае же $\tau^* \neq 0$ под действием внутренних напряжений часть двойникующих дислокаций выходит из кристалла и происходит обратное движение двойниковых границ. Если релаксация внутренних напряжений за счет дислокационных реакций и сопутствующего скольжения протекает медленно, то начальная толщина прослойки d_0 может почти полностью восстановиться.

Наряду с таким постепенным сокращением размеров двойника после разгрузки кристалла на двойниках клиновидной формы часто наблюдается и мгновенное сокращение на некоторую величину, которую можно назвать "упругой частью" толщины прослойки. Это явление объясняется быстрым выходом части двойникующих дислокаций из кристалла при наличии больших напряжений на границе. Если число выходящих таким образом дислокаций будет $N_{\partial\sigma}^{yp}$, то "упругая часть" толщины прослойки определится как $\Delta d_{yp} = N_{\partial\sigma}^{yp} \cdot a$.

Полное число дислокаций $N_{\partial\sigma}$ на двойниковых границах равно ρL или, согласно (4.16),

$$N_{\partial\sigma} = \left(\frac{Gb}{2\pi} \ln \frac{L}{a_0} \right)^{-1} L \tau.$$

Считая, что число $N_{\partial\sigma}^{ynp}$ пропорционально величине $N_{\partial\sigma}$, находим:

$$\frac{\Delta d_{ynp}}{d_0} = \varepsilon_{ynp} = aL \left(\frac{Gb}{2\pi} d_0 \ln \frac{L}{a_0} \right)^{-1} \frac{N_{\partial\sigma}^{ynp}}{N_{\partial\sigma}} \tau = \frac{\tau}{G_2},$$

где

$$G_2 = \frac{d_0}{aL} \frac{Gb}{2\pi} \left(\ln \frac{L}{a_0} \right) \frac{N_{\partial\sigma}}{N_{\partial\sigma}^{ynp}} = G_1 \frac{N_{\partial\sigma}}{N_{\partial\sigma}^{ynp}}. \quad (4.29)$$

Величина G_2 также имеет размерность упругого модуля, но в отличие от G_1 характеризует упругие свойства матрицы кристалла при наличии в ней дефектов структуры, служащих препятствиями для двойникующих дислокаций, что в (4.29) отражено множителем

$\frac{N_{\partial\sigma}}{N_{\partial\sigma}^{ynp}}$. При этом, как и в [130], можно приближенно положить, что

$G_2 \gg G_1$. С увеличением плотности дислокаций "леса" следует ожи-

дать уменьшение параметра $\frac{N_{\partial\sigma}}{N_{\partial\sigma}^{ynp}}$ и соответственно – сокращение

"упругой части" деформации ε_{ynp} . Такая связь экспериментально обнаружена и изучена в работах [39, 142].

§ 4.5. Дислокационная трактовка параметров феноменологической теории остаточных двойниковых прослоек в металле

Макроскопическая теория остаточных двойниковых прослоек в металле, изложенная в гл. 3, основывается на экспериментально установленном сходстве динамики изменения толщины единичной прослойки с динамикой деформирования макрообразца (гл. 2) и со-

держит феноменологические параметры G_1 , G_2 и η_1 , описывающие упругие и вязкопластичные свойства двойниковых границ и матрицы. При исследовании физического смысла реологических параметров модели Бюргера применительно к описанию поведения механического двойника под нагрузкой (§ 4.2) показана закономерная связь макроскопических параметров G_1 , G_2 и η_1 с микроскопическими характеристиками материала и структурой двойниковых границ. Вернемся к рассмотрению основных положений феноменологической теории и выясним смысл ее параметров с точки зрения теории дислокаций.

В предыдущем параграфе установлено, что дислокационное представление феноменологических параметров G_1 и G_2 задается выражениями (4.24) и (4.29). Смысл третьего параметра η_1 можно выяснить с помощью приближенного выражения (4.23), записанного в виде:

$$\varepsilon = \frac{\dot{\tau}}{2\eta_1} t^2, \quad (4.30)$$

где
$$\eta_1 = \frac{\dot{\tau}}{3,3Ww} = d_0 LkT \exp\left(\frac{\Delta q}{kT}\right) (4 \cdot 1,65 \gamma w V_{\alpha\alpha}^m)^{-1}. \quad (4.31)$$

Зависимость (4.30) получена путем решения уравнения

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\tau}{\eta_1} \quad (4.32)$$

при изменении действующих напряжений τ со временем по линейному закону. Уравнение (4.32) формально сходно с выражением для скорости микрокрипа [223]. Оба явления – "ползучесть" двойниковых границ и микрокрип – обладают рядом общих черт, в частности, наличием области напряжений, в которой $\dot{\varepsilon} \sim \tau$, что экспериментально подтверждено для двойниковых границ в цинке [39]. Микрокрип обусловлен медленным движением дислокаций, увлекающих за собой ненасыщенные облака примесей. Ползучесть двойниковых границ обеспечивается перемещением двойникоующих дислокаций, пре-

одолевающих линии скольжения. Таким образом, зависимости (4.24), (4.29) и (4.31) описывают макроскопические параметры феноменологической теории в терминах дислокационного механизма утолщения двойниковой прослойки.

Выражение для пластической деформации двойникованием ε можно представить в виде, формально сходном с уравнением "стандартного линейного тела"

$$\tau + t_\varepsilon \dot{\tau} = G^* (\varepsilon + t_\tau \dot{\varepsilon}), \quad (4.33)$$

где, как и раньше,

$$G^* = \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2}, \quad (a) \quad t_\varepsilon = \frac{\eta_1}{G_1 + G_2}, \quad (б) \quad t_\tau = \frac{\eta_1}{G_1}. \quad (в) \quad (4.33a)$$

Однако здесь параметры t_ε , t_τ и G^* характеризуют двойниковые границы и для выяснения их дислокационного смысла необходимо привлечь выражения (4.24), (4.29) и (4.31).

При $\tau = Ct$, где $C = \dot{\tau} = const$, начальном условии $\varepsilon(t=0) = 0$ и $G_2 \gg G_1$, находим:

$$\varepsilon = \frac{\eta_1 C}{G_1^2} (\exp(-\frac{G_1}{\eta_1} t) - 1) + \frac{C}{G_1} t \quad (4.34)$$

и при $\frac{G_1 t}{\eta_1} \ll 1$ получаем

$$\varepsilon \approx \frac{C}{2\eta_1} t^2 - \frac{CG_1}{6\eta_1^2} t^3.$$

Заменяя η_1 его выражением (4.31), приходим к интерполяционной формуле (4.28), что позволяет прояснить физический смысл (4.27). В главе 3 с помощью уравнения (4.24) описан эффект Баушингера на двойниковых границах в металлических кристаллах, эффект потери упрочнения двойниковыми границами при повторном нагружении и восстановление упрочнения при многократном циклическом нагружении, сокращение толщины прослойки при отдыхе сдвойникового кристалла. Количественно оценены парамет-

ры G_1 , G_2 и η_1 для двойниковых границ в кристаллах висмута и цинка. Результаты теории находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Рассмотрим применение этой теории для количественного описания гистерезисных петель, образуемых кривыми $\tau(\Delta d)$ при нагружении и разгрузке двойникового кристалла в "почти упругой" области расширения клиновидных двойниковых прослоек. В работе [132] была получена эмпирическая зависимость площади гистерезисных петель от величины максимального напряжения τ_0 в виде:

$$\Delta S \approx \text{const} \cdot \tau_0^3.$$

Природу этой зависимости легко понять с помощью изложенной теории. Для удобства анализа разделим полный цикл деформирования образца на стадии нагружения $\varepsilon_{\text{нагр}}$ и разгрузки $\varepsilon_{\text{разгр}}$.

Изменение деформации двойникованием во времени $\varepsilon_{\text{нагр}}(t)$ при нагружении кристалла с постоянной скоростью $C = \dot{\varepsilon} = \text{const}$, то есть при $\tau_{\text{нагр}} = Ct$, определяется выражением (4.34), с учетом, что в "почти упругой" области выполняется соотношение $G_2 \gg G_1$.

Подобная зависимость $\varepsilon_{\text{разгр}}(t)$ для разгрузки образца с постоянной скоростью $\dot{\varepsilon}' = C'$, равной скорости нагружения $C' = C$, то есть при $\tau_{\text{разгр}} = \tau_0 - C't$ имеет вид:

$$\varepsilon_{\text{разгр}} = \left(\varepsilon_0 - \frac{\tau_0}{G_1} - \frac{\eta_1 C'}{G_1^2} \right) \exp - \frac{G_1}{\eta_1} t + \frac{\tau_0}{G_1} + \frac{\eta_1 C'}{G_1^2} - \frac{C'}{G_1} t,$$

где ε_0 находится из (4.34) при длительности нагружения $t^0 = \frac{\tau_0}{C}$.

Площадь гистерезисной петли, построенной в координатах (τ, ε) , описывается уравнением:

$$\Delta S = \int_0^{t^0} \tau_{\text{нагр}}(t) \varepsilon_{\text{нагр}}(t) dt + \int_0^{t^0} \tau_{\text{разгр}}(t) \varepsilon_{\text{разгр}}(t) dt$$

или
$$\Delta S = \int_0^{\tau_0} (\varepsilon_{нагр}(\tau) - \varepsilon_{разгр}(\tau)) d\tau,$$

где t' – длительность разгрузки, равная $t' = \frac{\tau_0}{C'}$. Если скорости нагружения и разгрузки одинаковы, то время нагружки и разгрузки тоже совпадает $t = t'$. После несложных преобразований для случая $C' = C$ находим

$$\Delta S = \frac{1}{G_1 K^2} (4 \exp(-K\tau_0) - \exp(-2K\tau_0) + 2K\tau_0 - 3), \quad (4.35)$$

где
$$K = \frac{G_1}{\eta_1 C}. \quad (4.35a)$$

При $K\tau_0 < 0,8$, разложив (4.35) в ряд до членов третьего порядка, получим:

$$\Delta S \approx \frac{2}{3} \frac{\tau_0^3}{\eta_1 C}.$$

Этот вывод дает теоретическое обоснование экспериментально установленной зависимости $\Delta S \sim \tau_0^3$. Зная величину ΔS , можно вычислить параметр η_1 , а затем с помощью (4.11) и (4.31) оценить плотность дислокаций "леса" ρ_x . По известной величине ΔS можно также определить потери энергии в деформируемом образце, связанные с двойникованием.

Основным допущением, принятым в изложенной теории, является предположение о преимущественном зарождении двойникующих дислокаций вблизи поверхности кристалла. В условиях неоднородного деформирования (сосредоточенная нагрузка, изгиб) оно вполне оправдано. В других условиях справедливость указанного предположения должна быть проверена экспериментально. К настоящему времени для детального анализа проблемы механизмов зарождения двойникующих дислокаций имеющихся в литературе дан-

ных явно недостаточно. По этой причине применимость теории, основанной на том или ином допущении, может быть оправдана только путем сравнения её выводов с экспериментальными данными.

Проверка теории развития остаточной двойниковой прослойки в металле может быть сделана, во-первых, по согласию её качественных положений с экспериментом, во-вторых, путем сопоставления теоретических количественных оценок дислокационных характеристик двойниковых границ (величина активационного объема, высота потенциального барьера, плотность дислокационного "леса", обусловленного сопутствующим скольжением) с результатами непосредственных металлографических наблюдений сдвойникованных областей кристалла и их окрестностей. С этих позиций можно говорить о физической обоснованности предложенного дислокационного подхода к анализу макропроцессов на границах прослоек при различных режимах нагружения. Перечисленные выше свойства двойниковых границ хорошо описываются данной теорией. С помощью проведенных экспериментов (гл. 2) количественно оценены феноменологические параметры G_1 , G_2 , η_1 для металлов с гексагональной и ромбоэдрической структурами.

Параметр G_1 в соответствии с (4.34) должен быть наименее структурно-чувствительным. Он определяется структурой кристалла (параметрами b , a) и геометрией прослойки (параметрами d_0 , L , a_0). Поскольку все эти величины известны, то параметр G_1 может быть количественно определен из уравнения (4.34).

Например, для кристалла висмута находим, что $G_1 \approx 10^7$ Па. Эксперименты действительно свидетельствуют о хорошей стабильности параметра G_1 , он мало зависит от локальных неоднородностей кристалла. Однако изучение отрыва сдвойникованных кристаллов обнаруживает заметное отступление в поведении двойника от зависимости $\tau = G_1 \varepsilon$ за пределами "почти упругой" области, выражающееся в том, что первоначальная толщина двойниковой прослойки d_0 после разгрузки полностью не восстанавливается. Это объясня-

ется протеканием дислокационных реакций и скольжением в окрестностях двойниковых границ, приводящих к "сбросу" внутренних напряжений. Влияние этих факторов трудно учесть теоретически.

Параметр G_2 , в отличие от G_1 , является структурно-чувствительным, он зависит от отношения $\frac{N_{\text{дв}}}{N_{\text{уп}}}$ (см. 4.29), которое в свою

очередь определяется плотностью стопоров для движения двойнивающих дислокаций на границах двойников. Действительно, при росте плотности полных дислокаций "леса" в результате предшествующего и сопутствующего двойникованию скольжения экспериментально наблюдалось уменьшение "упругой части" толщины двойников, то есть увеличение параметра G_2 [184, 186].

Параметры G_1 и G_2 имеют размерности упругих модулей. Физический смысл модуля Юнга определяется из закона Гука как коэффициент пропорциональности между приложенным напряжением и упругой деформацией. Табличные значения упругих модулей соответствуют ситуации, когда кристаллическая решетка равномерно искажена внешними усилиями, все атомы в каждом из кристаллографических направлений одинаково смещены из положения равновесия.

Более физической является энергетическая трактовка модулей. Размерность упругих модулей можно представить не только как напряжение, отнесенное к единице площади рабочего сечения образца, но и как энергию связи всех атомов, входящих в единицу объема кристаллической решетки. Естественно, эта энергия имеет отрицательное значение. Когда под действием приложенных напряжений происходит смещение стенки дислокаций, границ мартенситных кристаллов или границ раздела механических двойников, то соответствующие модули, определенные из кривых деформации, отражают значения удельной энергии связи кристаллической решетки, которая подвергается деформированию. Образование новых видов дефектов в кристалле приводит к увеличению энергии связи (уменьшению ее абсолютного значения) и, следовательно, к снижению модулей.

Параметр η_1 , согласно (4.31), зависит от большого числа факторов. Общий характер зависимости η_1 от температуры согласуется с экспериментальными данными [222], однако этот вопрос пока недостаточно изучен. Влияние плотности полных дислокаций на скорость движения двойниковых границ и, следовательно, на величину η_1 зависит от вида полных дислокаций [150].

Существенно, что плотность полных дислокаций "леса" в окрестностях двойниковых границ может значительно превышать среднюю плотность дислокаций в кристалле. Этот эффект особенно заметен при неоднократном нагружении, когда плотность дислокаций "леса" в окрестностях двойниковых границ достигает $\sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-2}$. В таких условиях параметр η_1 характеризует только локальные свойства кристалла и может существенно отличаться для разных двойников в одном и том же образце.

Всё изложенное выше относится к отдельным двойниковым прослойкам. Свойства кристалла с близко расположенными и в особенности пересекающимися двойниковыми прослойками обнаруживают специфические особенности и требуют специального рассмотрения.

§ 4.6. Физическое сходство процессов пластической деформации, разрушения и мартенситных превращений

Как уже обсуждалось в гл.3. и в [1, 100], в механическом поведении единичных двойниковых прослоек, мартенситных кристаллов и металлических образцов, деформируемых скольжением, существует глубокая аналогия. Это позволяет применять общие подходы к их анализу и описанию. В частности, реологическое моделирование и решение уравнений напряженно-деформированного состояния для изучения гистерезисных свойств на границах клиновидных двойников и термоупругих мартенситных включений (§ 3.11) убедительно демонстрирует сходство этих явлений, определяемое общностью лежащих в их основе микропроцессов.

Известно, что реальная пластичность и прочность кристалли-

ческих тел определяется генерированием и перемещением точечных дефектов, размножением, взаимодействием и движением дислокаций, зарождением и ростом микротрещин.

Известно, что элементарные акты пластической деформации и разрушения – размножение и движение дислокаций – в реальных кристаллах, содержащих различного рода дефекты, носят случайный, вероятностный характер [83, 224, 225]. Этим объясняется экспериментально установленный неравномерный скачкообразный характер протекания процессов пластической деформации скольжением, двойникованием, роста мелких трещин и мартенситных игл.

Теоретическое изучение скольжения, чистого двойникования и разрушения выявило также аналогию дислокационных моделей незавершенной полосы скольжения [34], тонкого клиновидного двойника [20], микротрещины [36, 172] и мартенситной иглы [35], распределения дислокаций на границах которых подчиняются одним и тем же закономерностям и описываются подобными аналитическими функциями.

Экспериментальное исследование пробегов полных дислокаций при формировании тонких линий скольжения [213, 226, 227], распределений клиновидных двойников по длинам у концентраторов напряжений [128, 164-166], эволюции ансамбля микротрещин с ростом нагрузки [172] убедительно подтвердили правильность положений соответствующих дислокационных моделей. Статистические графики распределений пробегов полных, двойникующих и раскалывающих дислокаций в реальных кристаллах представляют собой однотипные кривые.

Исходя из общности дислокационной природы перечисленных процессов, можно полагать, что одной из физических величин, обуславливающих сходство в динамике развития единичных двойников, полос скольжения, трещин и мартенситных игл является влияние частоты колебаний закрепленных отрезков полных дислокаций "леса" на пробег активных дислокаций в кристаллах.

В случае, когда основным видом препятствий для движущихся дислокаций в кристалле служит дислокационный "лес", длина свободных сегментов дислокаций l_c и собственная частота колебаний дислокационных отрезков $\nu_{соб}$ определяются соотношениями:

$$l_c = \rho_d^{-1/2},$$

$$v_{cob} = v_0 \frac{b_d}{l_c},$$

где ρ_d – плотность дислокаций "леса", v_0 – частота Дебая, b_d – вектор Бюргеса дислокаций "леса". В реальных кристаллах v_{cob} составляет $\sim 10^7 - 10^9 \text{ c}^{-1}$.

Скорость движения дислокаций V_d , преодолевающих препятствия в термоактивированном процессе, согласно [228], равна:

$$V_d = j_d v_d \exp\left(-\frac{\Delta U}{kT}\right),$$

где

$$\Delta U = \Delta q - \gamma \tau^*.$$

Здесь j_d – расстояние, проходимое дислокацией после успешной флуктуации (пробег дислокации), Δq – изменение свободной энергии, связанное с преодолением препятствий, τ^* – атермическая компонента напряжений, действующих в кристалле. При заданном уровне напряжений

$$V_d = A^* j_d v_{cob}, \quad (4.36)$$

где A^* – константа для заданных значений напряжений τ^* и температуры T . При $\gamma \tau^*$, близком по величине к значению Δq , выполняется соотношение: $A^* \approx 1$.

В ряде случаев, в частности, при развитии трещин и единичных двойников скорость дислокаций может контролироваться сопутствующими процессами. Тогда пробег дислокаций j_d зависит от скорости и частоты колебаний дислокаций "леса" v_{cob} и может быть оценен по формуле (4.27).

Развитие трещин в металлических кристаллах рассматривается

как распространение раскалывающих дислокаций, образующихся в результате дислокационных реакций между полными дислокациями в скоплениях у стопоров [161, 229, 230]. При вязком разрушении в условиях квазистатического нагружения движение раскалывающих дислокаций обеспечивается пластической деформацией в вершине трещины, поэтому ее распространение сопровождается транспортировкой материала в направлении, перпендикулярном ее поверхности. Вклад кинетической энергии этого движения обеспечивает скачкообразное развитие трещины. Скорость распространения трещин зависит от упругих свойств среды и составляет 0,3-0,4 от скорости продольной звуковой волны, то есть $\sim 10^5$ см/с [63].

Следовательно, пробег раскалывающих дислокаций j_0 обусловлен скоростью дислокаций V_0 и частотой колебаний $\nu_{\text{соб}}$. Оценка величины пробега раскалывающих дислокаций в висмуте дает значение $j_0 \sim 10^{-3}$ см.

В [231] подробно изучены закономерности раскола монокристалла висмута по плоскости спайности. Установлено, что на поверхности образца при этом образуется волнообразный рельеф с расстоянием между гребнями порядка 60 мкм. Гребни рельефа указывают точки остановки раскалывающих дислокаций и, как показывают измерения, расстояние между ними по порядку величины совпадает с оценкой величины пробега дислокаций. В рамках рассматриваемой модели легко объяснить и другие закономерности раскола, описанные в работе [231]. При ударных нагрузках, приводящих к хрупкому разрушению, скорость раскалывающих дислокаций не ограничивается пластической деформацией в вершине трещины и рельеф на поверхности раскола не наблюдается. При зажатии торца кристалла скорость продольных волн в образце уменьшается, что приводит к сгущению гребней рельефа.

В окрестностях двойниковых границ в металлах также осуществляется скольжение. Скорость движения двойникующих дислокаций ограничивается вкладом энергии деформации сопутствующего скольжения и достигает $\sim 10^4 - 10^5$ см/с. При постоянном напряжении наблюдается медленная ползучесть двойниковых границ. Опи-

санная картина развития остаточных двойников имеет большое сходство с развитием трещин. Пробег двойникующих дислокаций так же может быть оценен с помощью выражения (4.36). При плотности дислокаций “леса” $\rho_d = 10^8 \text{ см}^{-2}$ длина свободных сегментов дислокаций будет $l_c \sim 10^{-4} \text{ см}$ и пробег дислокаций составит $j_d \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ см}$. Следует учесть, что сопутствующее скольжение в сдвойникованной области кристалла развивается в большей степени, чем в матрице, поэтому пробег двойникующих дислокаций может превышать величину j_d .

С точки зрения изложенной концепции дополнительное смещение двойниковых границ при действии пульсирующих напряжений в сдвойникованных кристаллах объясняется изменением пробега двойникующих дислокаций в связи с развитием сопутствующего скольжения. По мере роста плотности дислокаций “леса” в повторных циклах нагружения величина l_c уменьшается, что приводит к замедлению и постепенной стабилизации двойниковых границ. Число циклов, необходимых для стабилизации, определяется скоростью развития сопутствующего скольжения. В условиях неоднородной деформации (например, при изгибе кристаллов) концентрация напряжений на двойниковых границах приводит к быстрому развитию сопутствующего скольжения, поэтому число циклов повторного нагружения, обеспечивающих стабилизацию границ, значительно меньше, чем при однородной деформации.

Если линейная плотность двойникующих дислокаций на границах ρ_{de} постоянна, то пробег дислокаций в глубь образца определяется количеством введенных в кристалл дислокаций и изменение толщины остаточной двойниковой прослойки будет равно

$$\Delta d = j_d \rho_{de} a.$$

С другой стороны,

$$\rho_{de} L = \frac{d_2 - d_1}{a},$$

d_1 и d_2 – толщины прослойки на противоположных гранях крис-

талла.

При слабом развитии сопутствующего скольжения торможение двойникующих дислокаций может осуществляться примесными атомами или закалочными дефектами и тогда пробег дислокаций j_d достигает величины, равной длине двойниковой границы L . Скорость двойникующих дислокаций в этом случае уже не определяется сопутствующим скольжением и имеет максимальное значение, близкое к скорости звука, что обнаружено в монокристаллах висмута при импульсных нагрузках [39, 154]. Эта ситуация сходна с хрупким разрушением кристалла при ударе [55, 63, 232].

Таким образом, сходство в кинетике развития трещин и единичных двойниковых прослоек обусловлено также наличием характерного пробега дислокаций в условиях протекания процессов, ограничивающих скорость движения дислокаций. Величина пробега дислокаций лимитирует количественные параметры разрушения и двойникования.

Очевидно, что такой подход справедлив в случаях, когда пробег дислокаций не достигает размеров кристалла, то есть при частотах колебаний дислокаций $\nu_{\text{соб}} \geq 10^7 \text{ с}^{-1}$. При меньших частотах – в чистых совершенных кристаллах – закономерности рассматриваемых явлений могут контролироваться другими факторами, например, диффузионными процессами, генерированием и движением вакансий и др.

Можно ожидать, что ввиду обширной области применимости соотношений, определяющих термоактивированные процессы перемещения дислокаций в металлических кристаллах, изложенные физические представления справедливы и для мартенситных превращений. Большая – порядка скорости звука – и мало зависящая от температуры скорость роста кристаллов новой фазы, прекращение развития мартенситных игл после достижения определенных размеров, изменение формы части кристалла, претерпевшего превращение, в результате чего на поверхности образца появляется характерный рельеф, наконец, сопровождаемая мартенситные превращения пластическая деформация [2, 120] сближают это явление с рассмотренными выше развитиями трещин и единичных двой-

ников. Они могут быть объяснены исходя из сходных физических соображений. Принципиально новые данные, полученные в одной из перечисленных областей, приводят к прогрессу в изучении всех аспектов пластической деформации, разрушения и фазовых превращений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Классен-Неклюдова М. В. Механическое двойникование кристаллов – М.: Издательство АН СССР, 1960. – 261 с.
2. Hall O. Twinning and diffusionless transformations in metals // – London: Butterworths Scientific Publications., 1954. – 181 p.
3. Mugge O. Uber kunstliche Zwillingsbildung durch Druck an Antimon, Wismuth und Diopsid // Neues Jahrb. Mineral. Geol., 1886. – В. 1. – S.183–187.
4. Гарбер Р. И. Образование упругих двойников при двойниковании кальцита // Докл. АН СССР. – 1938. – Т. 21. – № 5. – С. 233–235.
5. Гарбер Р. И. Механическое двойникование кальцита. III. // ЖЭТФ. – 1940. – Т. 10. – № 3. – С. 354–357.
6. Старцев В. И., Косевич В. М. Об упругом двойниковании металлов // Докл. АН СССР. – 1955. – Т. 101. – № 5. – С. 861–864.
7. Обреимов И. В., Старцев В. И. Работа образования упругого двойника в кальците // ЖЭТФ. – 1958. – Т. 35. – № 5. – С. 1065–1074.
8. Гарбер Р. И. Механические свойства единичных двойниковых прослоек // Физ. твердого тела. – 1959. – Т. 1. – № 5. – С. 814–825.
9. Солдатов В. П. Изучение механизма распространения упругих двойников в металлах // Физ. металлов и металловедение. – 1966. – Т. 22. – № 6. – С. 924–930.
10. Гарбер Р. И. Механизм двойникования кальцита и натронной селитры при пластической деформации // ЖЭТФ. – 1947 а. – Т. 17. – № 1. – С. 48–62.

11. Косевич В. М., Башмаков В. И. Исследование упругих стадий двойникования в металлических монокристаллах // Кристаллография. – 1959. – Т. 4. – № 5. – С. 749–755.
12. Cahn R. W. Twinned crystals // *Advan. Phys.* – 1954. – V. 3. – № 12. – P. 363–446.
13. Bilby A. B., Crocker A.G. The theory of the crystallography of deformation twinning // *Proc. Roy. Soc.* – 1965. – V. A 288. – P. 240–255.
14. Солдатов В. П., Старцев В. И. О равновесной форме двойника, затормозившегося у препятствия // *Докл. АН СССР.* – 1966. – Т. 166. – № 3. – С. 588–591.
15. Лифшиц И. М., Обреимов И. В. Несколько соображений о двойниковании кальцита // *Изв. АН СССР. Сер. физическая.* – 1948. – Т. 12. – № 2. – С. 65–80.
16. Гарбер Р. И., Степина Е. И. Фигуры травления упругих двойников кальцита // *Докл. АН СССР.* – 1959. – Т. 128. – № 3. – С. 499–501.
17. Бенгус В. З., Комник С. Н., Старцев В. И. Движение двойникоующих дислокаций в кальците // *Докл. АН СССР.* – 1961. – Т. 141. – № 3. – С. 607–610.
18. Чайковская Н. М. Экспериментальное изучение кинетики и динамики движения двойниковых границ в кальците: Автореф. дис. ... канд. ф.-м. наук. – Харьков. 1980. – 22 с.
19. Косевич А. М., Пастур Л. А. Форма тонкого двойника, расположенного под углом к поверхности // *Физ. твердого тела.* – 1961. – Т. 3. – № 6. – С. 1871–1875.
20. Косевич А. М., Бойко В. С. Дислокационная теория упругого двойникования кристаллов // *УФН.* – 1971. – Т. 104. – № 2. – С. 201–254.
21. Бойко В. С. Феноменологические параметры дислокационной теории тонких двойников: Автореф. дис. ... канд. ф.-м. наук. – Харьков. 1967. – 22 с.
22. Бойко В. С. Дислокационное описание движения границы остаточного двойника // *Физ. твердого тела.* 1980. – Т. 22. – № 4. – С. 1066–1071.
23. Старцев В. И., Косевич В. М. О рельефе, создаваемом двойниковыми прослойками на плоскостях спайности висмута, сурьмы и

- цинка // Физ. металлов и металловедение. – 1959. – Т. 2. – №2. – С. 320-327.
24. Ramaswami B. Deformation twinning in face – centered cubic crystals // J. Appl. Phys. – 1965. – V. 36. – № 8. – P. 2569–2570.
25. Литвинов В. С., Попов А. А., Елкина О. А., Литвинов А. В. Деформационные двойники $\{332\} \langle 113 \rangle$ в β – сплавах титана. // Физ. металлов и металловедение. – 1997. – Т. 83. – № 1. – С. 152–160.
26. Schlogl Sabine M., Fischer Franz P. The role of slip and twinning in the deformation behavior of polysynthetically twinned crystals of TiAl: A micromechanical model // Phil. Mag. A. – 1997. – V. 75. – № 3. – P. 621–636.
27. First Richard C., Heuer Arthur H. Deformation twinning in single-crystal monoclinic zirconia: A first report // J. Amer. Ceram. Soc. – 1992. – V. 75. – № 8. – P. 2302–2303.
28. Tholen A. R. Electron microscopy studies of the regular twinning structure and the grain boundary structure in a system of cobalt particles // Z. Phys. D. – 1989. – V. 12. – № 1-4. – P. 123–125.
29. Huang X. R., Hu Z. W., Jiang S. S., Jiang J. H., Tian Y. L., Han Y., Wang J. Y. Synchrotron radiation topography studies of twinning in NdP5O14 crystals. // J. Appl. Phys. – 1994. – V. 75. – № 12. – P. 7756–7760.
30. Степанов А. В. О явлении механического двойникования // ЖЭТФ. – 1947. – Т. 17. – № 8. – С. 713–723.
31. Степанов А. В. Механизм разрушения упруго-анизотропных тел // ЖЭТФ. – 1950. – Т. 20. – № 10. – С. 1194–1209.
32. Степанов А. В. Основы физического учения о прочности и пластичности кристаллов // Изв. АН СССР. Сер. физическая. – 1953. – Т. 17. – № 3. – С. 271–285.
33. Lebensohn R. A., Tome C. N. A study of the stress state associated with twin nucleation and propagation in anisotropic materials // Phil. Mag. A. – 1993. – V. 67. – № 1. – P. 187–206.
34. Владимиров В. И., Кусов А. А. Теория расширения полос скольжения в кристаллах // Физ. твердого тела. – 1976. – Т. 18. – № 6. – С. 1523–1528.

35. Курдюмов Г. В., Утевский Л. М., Энтин Р. И. Превращения в железе и стали – М.: Наука, 1977. – 238 с.
36. Петч Н. Металлографические аспекты разрушения // Разрушение. – М.: Мир, 1973. – Т. 1. – С. 376–420.
37. Косевич А. М. Дислокации в теории упругости – Киев: Наукова думка, 1978. – 220 с.
38. Башмаков В. И., Солдатов В. П. Некоторые свойства границ остаточных двойниковых прослоек // Физ. металлов и металловедение. – 1963. – Т. 16. – № 5. – С. 768–775.
39. Bashmakov V. I., Bosin M. E., Lavrentev F. F. The influence of forest dislocations on the mobility of the twin boundaries in Zn crystals // Phys. Stat. Sol. – 1974 (a). – V. 22. – P. 303–314.
40. Lau S., Nouet G. Interaction of slip dislocations with the $(01\bar{1}2)$ twin interface in zinc. // Phil. Mag. A. – 1994 – V. 70. – № 6 – P. 1027–1044.
41. Еременко В. Г., Никитенко В. И. Электронномикроскопическое исследование деформационных двойников в кремнии // Физ. твердого тела. – 1971. – № 1. – С. 280–281.
42. Shah P. C., Shah B. S. Twin to slip transition in bismuth. // Indian J. Pure and Appl. Phys. – 1995. – V. 33. – № 7. – P. 415–416.
43. Трефилов В. И., Мильман Ю. В. Фирстов С. А. Физические основы прочности тугоплавких металлов – Киев: Наукова думка, 1975. – 315 с.
44. Hill D. Effect of grain size and temperature on slip, twinning and fracture in 3% silicon iron // Acta. Met. – 1961. – V. 9. – № 3. – P. 191–204.
45. Косевич В. М., Мороз Н. Г., Башмаков В. И. Изучение взаимодействия двойниковых прослоек с препятствиями в кристаллах NaNO_3 , Sb, Bi и Sn // Кристаллография. – 1961. – Т. 6. – № 1. – С. 86–92.
46. Погребной Э. Н., Жак К. М. Особенности взаимодействия двойников с препятствиями // Физическая природа пластической деформации – Киев: Наукова думка, 1966. – С. 76–81.
47. Карькина Л. Е., Ноткин А. Б. Взаимодействие двойников с дислокациями и двойниками в TiAl . I. Взаимодействие с дислокациями // Физ. металлов и металловедение. – 1993. – Т. 75. – № 1. – С. 147–154.

48. Карькина Л. Е., Пономарев М. В. Взаимодействие двойников с дислокациями и двойниками в TiAl. II. Взаимодействие двойников // Физ. металлов и металловедение. – 1993. – Т. 75. – № 1. – С. 154–161.
49. Босин М. Е., Лаврентьев Ф. Ф., Никифорова В. Н., Салита О. П. Структурные аспекты двойникования в ростовых бикристаллах цинка двойниковой ориентации // Физ. твердого тела. – 1995. – Т. 37. – № 10. – С. 3130–3134.
50. Босин М. Е., Лаврентьев Ф. Ф., Никифорова В. Н. О локализации пластической деформации в кристаллах цинка с дислокациями леса // Физ. твердого тела. – 1996. – Т. 38. – № 12. – С. 3619–3625.
51. Braisaz T., Ruterana P., Nouet G., Rond R. C. Investigation of twins in Zn using high-resolution electron microscopy: Interfacial defects and interactions. // Phil. Mag. A. – 1997. – V. 75. – № 4. – P. 1075–1095.
52. Архаров В. И. Мезоскопические явления в твердых телах и их мезоструктура // Проблемы современной физики – Л.: Наука, 1980. – С. 357–382.
53. Lays S., Note G. HREM study of the twin interface in zinc. // Phil. Mag. A. – 1994. – 70, – № 2. – P. 261–275.
54. Edel ' man V.S. STM observation of twin microlayers on cleaved bismuth surface. // Phys. Lett. A. – 1996. – 210, – № 1-2. – P. 105–109.
55. Финкель В. М. Физика разрушения. – М.: Металлургия, 1970. – 376 с.
56. Финкель В. М., Федоров В. А., Королев А. П. Разрушение кристаллов при механическом двойниковании – Ростов-на-Дону: Изд. Рост. университета, 1990. – 176 с.
57. Сачков В. В., Погак Л. М. О роли механического двойникования при хрупком разрушении железа // ЖЭТФ. – 1954. – Т. 24. – № 3. – С. 460–466.
58. Халл Д. Двойникование и зарождение трещин в металлах с объемно-центрированной кубической решеткой // Разрушение твердых тел – М.: Металлургия, 1976. – С. 222–225.
59. Федоров В. А. Плотников В. П. О повреждаемости кристаллов кальцита при двойниковании // Кристаллография. – 1984. – Т. 29.

- № 1. – С. 123–127.
60. Гиндин И. А. Роль примесей и состояния кристаллической решетки в хрупкости металлов // *Металлофизика: Республиканский межведомственный сборник*. – Киев, 1971. – № 35. – С. 59–72.
61. Бараз А. Р., Золотарев С. Н., Молотиллов Б. В., Соловьев В. А. Пластическая деформация внутренних напряжений, возникающих при механическом двойниковании в монокристаллах ниобия при 4,2 К // *Физ. низких температур*. – 1979. – Т. 5. – № 4. – С. 390–399.
62. Моисеев В. Ф., Моисеева И. В., Печковский Э. П. Механическое двойникование и температурная зависимость трещиностойкости титана // *Металлофизика и новейшие технологии*. – 1998. – Т. 20. – № 10. – С. 60–64.
63. Финкель В. М. Физические основы торможения разрушения – М.: *Металлургия*, 1977. – 557 с.
64. Peralta P., Llanes L., Bassani J., Laird C. Deformation from twin-boundary stresses and the role of texture: application to fatigue // *Phil. Mag. A.* – 1994. – V. 70. – № 1. – P. 219–232.
65. Карькина Л. С. Роль дальнедействующих напряжений при образовании дефектных диполей и двойников в TiAl. // *Физ. металлов и металловедение*. – 1995. – Т. 80. – № 1. – С. 124–133.
66. Marcinkovski M. I. Numerical analysis of deformation twin behavior. Large dynamic twins // *J. Appl. Phys.* – 1968. – V. 39. – № 9. – P. 4067–4076.
67. Tang Q. H., Wang T. C. Deformation twinning and its effect on crack extension // *Acta. Mater.* – 1998. – V. 46. – № 15. – P. 5313–5321.
68. Bristowe P. D., Crocker A. G. A computer simulation study of the structures of twin boundaries in body-centered cubic crystals // *Phil. Mag.* – 1975. – V. 31. – № 3. – P. 503–517.
69. Лаврентьев Ф. Ф., Гектин А. В., Гектина И. В. Влияние субструктурного упрочнения на двойникование монокристаллов цинка // *Металлофизика*. – 1990. – Т. 12. – № 4. – С. 3–7
70. Агеев Н. В., Бабарэко А. А., Эгиз И. В. Влияние механического двойникования на текстуру ГЦК-металлов // *Кристаллическая структура и свойства металлических сплавов* – М.: *Металлургия*,

1978. – С. 131–146.
71. Rowlands P. C., Fearan E. O., Bevis M. Deformation twinning in Fe-Ni and Fe-Ni-C martensites // *Trans. Metallurg. Soc. AIME.* – 1968. – V. 242. – № 8. – P. 1559–1562.
72. Cahn J. W. Thermodynamic and structural changes in deformation twinning of alloys // *Acta. Met.* – 1977. – V. 25. – № 9. – P. 1021–1026.
73. Баранова Р. К., Бобров В. С., Копецкий Ч. В., Сальников Г. И. Двойникование при низких температурах и изменение магнитных свойств сверхпроводящего ниобия в процессе деформации // *ЖЭТФ.* – 1979. – Т. 77. – № 1. – С. 257–269.
74. Шепелевич В. Г. Исследование структуры и процессов переноса в висмуте и его сплавах при пластической деформации: Автореф. дис. ... кад. ф.-м. наук. – Минск. 1976. – 20 с.
75. Ланкин С. В. Влияние двойников на электрические свойства монокристаллов висмута и его сплавов с сурьмой, теллуром, оловом и свинцом: Автореф. дис. канд. кад. ф.-м. наук. – Ленинград. 1987 – 6 с.
76. Ланкин С. В., Левицкий Ю. Т. Влияние двойникования на термоэдс висмута // *Изв. АН СССР. Неорганические материалы.* – 1987. – Т. 23. – № 11. – С. 1851–1857.
77. Левицкий Ю. Т., Ланкин С. В. Электрические свойства двойникованных кристаллов висмута, легированных оловом и теллуром // *Физ. металлов и металловедение.* – 1987. – Т. 64. – № 4. – С. 730–734.
78. Левицкий Ю. Т. Макроскопические дефекты кристаллической структуры и свойства материалов – М.: Наука, 1988. – 200 с.
79. Филатов Б. П. Влияние давления на формирование дислокационной структуры при деформации монокристаллов // *Влияние высоких давлений на вещество* – Киев: Наукова думка, 1977. – С. 135–140.
80. Галкин А. А., Зайцев В. И., Добриков А. А., Домарева А. С. Двойникование как способ упорядочения дислокационной структуры при деформации в условиях высокого давления // *Докл. АН СССР.* – 1980. – Т. 253. – № 1. – С. 92–94.
81. Райс Г. Б. Дислокации в механически двойникованных кристал-

- лах кальцита // ДАН СССР. – 1957. – Т. 117. – № 3. – С. 419–421.
82. Фридель Ж. Дислокации – М.: Мир, 1967. – 643 с.
83. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций – М.: Атомиздат, 1972. – 599 с.
84. Журков С. Н. К вопросу о физической основе прочности // Физ. твердого тела. – 1981. – Т. 22. – № II. – С. 3344–3349.
85. Бенгус З. В. Взаимодействие дислокаций при двойниковании кальцита // Кристаллография. – 1963. – Т. 8. – № 3. – С. 413–419.
86. Комник С. Н., Бенгус В. З., Старцев В. И. О роли процесса зарождения дислокаций при двойниковании кальцита // Физ. твердого тела. – 1965. – Т. 7. – № 1. – С. 127–131.
87. Бенгус В. З., Комник С. Н., Старцев В. И. О возникновении двойникоующих и полных дислокаций при расширении двойниковых прослоек в кальците // Физ. твердого тела. – 1963. – Т. 10. – С. 317–319.
88. Солдатов В. П., Старцев В. И., Чайковская Н. М. Механизм расширения двойниковой прослойки в кристаллах кальцита // Физ. твердого тела. – 1971. – Т. 13. – № II. – С. 3153–3159.
89. Бенгус В. З., Комник С. Н., Старцев В. И. Релаксация напряжения в монокристаллах кальцита при расширении двойниковой прослойки // Механизмы релаксационных явлений в твердых телах - Каунас, 1974. – С. 216–223.
90. Финкель В. М., Савельев А. М., Королев А. П., Федоров В. А. О температурной зависимости скорости роста двойников // Физ. металлов и металловедение. – 1978. – Т. 46. – № 6. – С. 1261–1268.
91. Финкель В. М., Савельев А. М., Королев А. П. О температурной зависимости интенсивности и кинетики развития двойникования при динамическом растяжении кремнистого железа // Физ. металлов и металловедение. – 1979. – Т. 47. – № 2. – С. 411–419.
92. Ланкин С. В., Левицкий Ю. Т. Кинематические характеристики роста двойников в сплавах висмута // Металлофизика. – 1993. – Т. 15. – № 7. – С. 84–87.
93. Lange R. G., Lijderveld I.A. Shape-memory effect and the martensitic transformation of TiNi // J. Appl. Phys. – 1968. – V. 39. – № 5. – P. 2195–2199.
94. Хандрос Л. Г., Арбузова И. А. Мартенситное превращение, эф-

- фект памяти, сверхупругость // *Металлы, электроны, решетка* – Киев: Наукова думка, 1975. – С. 109–143.
95. Брайнин Г. Э., Лихачев В. А. Кристаллография разностных дислокаций в мартенситных и двойниковых границах // *Физ. металлов и металловедение*. – 1982. – Т. 53. – № 1. – С. 14–21.
96. Гиндин И. А., Неклюдов И. М. Физика программного упрочнения – Киев: Наукова думка, 1979. – 182 с.
97. Fomenko L. S., Lubenets S. V., Startsev V. I. Transition from superelastic to irreversible twinning in In-Pb alloys as a relaxation-like process // *Scripta Metallurgica*. – 1984. – V. 18. – P. 535–538.
98. Korotaev A. D., Chumlykov Y. I., Esipenko V. F., Bushnev L. S. Superelasticity effects in single crystals of Cu-15 % Al-2%Co with non-coherent particles due to twinning // *Phys. Stat. Sol. (a)* – 1984. – V. 82. – P. 405–412.
99. Antonopoulos J. G., Karakostas Th., Komninou Ph., Delavignette P. Dislocation movements and deformation twinning in zinc // *Acta Metall.* – 1988. – V. 36. – № 9. – P. 2493–2502
100. Бойко В. С., Гарбер Р. И., Косевич А. М. Обратимая пластичность кристаллов – М.: Наука, 1991. – 278 с.
101. Ikeda Shozo, Taseyuchi Tomouki. Twinning stress in pre-strained iron single crystals // *Journal of Phys. Soc. of Japan*. – 1967. – V. 22. – № 4. – P. 1036–1041.
102. Garde A. M., Aigeltinger e., Reed-Yill R. E. Relationship between deformation twinning and the stress-strain behavior of polycrystalline titanium and zirconium at 77 K. // *Metallurgical Transactions*. – 1973. – V. 4. – P. 4261–4268.
103. Фоменко Л. С., Лубенец С. В., Никифорова В. Н. Связь между скольжением и двойникованием в кристаллах индия // *Физ. металлов и металловедение*. – 1977. – Т. 43. – № 4. – С. 845–851.
104. Kollenberg W. Plastic deformation of Al₂O₃ single crystals by indentation at temperatures up to 750o C. // *Journal of V. Science*. – 1988. – V. 23. – P. 3321–3325.
105. Кириллов В. А., Чумляков Ю. И., Коротаев А. Д., Даммер В. Х. Двойникование и скольжение в монокристаллах Fe-Cr-Co-Mo. // *Физ. металлов и металловедение*. – 1989. – Т. 67. – № 5. – С. 1018–1025.

106. Bosin M. E. Specific features of twin boundaries motion in beryllium single crystals at the twinning and untwining. // *Funct. Mater.* – 1997. – V. 4. – № 4. – P. 557–559.
107. Bosin M. E. Twin boundaries motion in single crystals of pure bismuth and Bi+3%Sn alloy under alternating cyclic loading. // *Funct. Mater.* – 1998. – V. 5. – № 2. – P. 191–193.
108. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах – М.: Издательство иностранной литературы, 1962. – 583 с.
109. Башмаков В. И., Скалько Л. А., Яковенко Н. Г. Проявление эффекта Баушингера при упругом расширении клиновидных двойников // *Физ. металлов и металловедение.* – 1969. – Т. 28. – № 5. – С. 936–940.
110. Башмаков В. И., Бродский М. М. Кинетика двойникования и раздвойникования кристаллов висмута // *Кристаллография.* – 1972. – Т. 17. – № 4. – С. 833–836.
111. Srinivasa A. R., Rajagopal K. R., Artemstrog R. W. A phenomenological model of twinning based on dual reference structures // *Acta. Mater.* – 1998. – V. 46. – № 4. – P. 1235–1248.
112. Башмаков В. И., Солошенко И. И., Яковенко Н. Г. Влияние двойниковых границ на внутреннее трение в монокристаллах цинка // *Физ. металлов и металловедение.* – 1969. – Т. 27. – № 5. – С. 948–949.
113. Korbel A., Szczerba M. Strain softening and twinning in fcc crystals // *Scripta Metallurgica.* – 1988. – V. 22. – P. 1425–1429.
114. Хачин В. Н. Гюнтер В. Э., Чернов Д. Б. Два эффекта обратимого изменения формы в никелиде титана // *Физ. металлов и металловедение.* – 1976. – Т. 42. – № 3. – С. 658–661.
115. Аравин Б. П., Кузьмин С. Л., Лихачев В. А. Эффект памяти формы в марганцемедных сплавах // *Металлофизика.* – 1981. – Т. 3. – № 4. – С. 119–129.
116. Бизюкова Л. А., Кузьмин С. Л., Лихачев В. А. Эффекты памяти формы в железомарганцевом сплаве // *Физ. металлов и металловедение.* – 1983. – Т. 56. – № 6. – С. 1207–1209.
117. Андронов И. Н., Кузьмин С. Л., Лихачев В. А. и др. Деформирование металлов в условиях проявления пластичности превращения // *Проблемы прочности.* – 1983. – № 5. – С. 96–100.

118. Брайнин Г. Э., Крылов Б. С., Кузьмин С. Л. и др. Эффекты механической памяти в никелиде титана и сплаве титан-никель-медь. // Вестн. Ленингр. ун-та. – 1983. – № 10. – № 2. – С. 16–21.
119. Андронов И. Н., Кузьмин С. Л., Лихачев В. А. Исследование обратимой памяти формы в сплавах Cu-Mn. // Металлофизика. – 1984. – Т. 6. – № 3. – С. 44–48.
120. Лихачев В. А., Кузьмин С. Л., Каменцева З. П. Эффект памяти формы. – Л.: Изд-во Ленинградского университета, 1987. – 216 с.
121. Беляев С. П., Ермолаев В. А., Кузьмин С. Л., Лихачев В. А. Высокотемпературные деформационные эффекты в никелиде титана Андронов // Физика металлов и металловедение. – 1986. – Т. 61. – № 1. – С. 79–85.
122. Беляев С. П., Волков А. Е., Морозов Н. Ф., Разов А. И., Vang Liti, Shi Shaoqiu, Gan Su, Chen Jiangying, Dong Xinlong. Эффект памяти формы в никелиде титана после динамического деформирования // Тр. XXXVI Международного семинара "Актуальные проблемы прочности" (26-29 сентября 2000 г. Витебск). – Витебск, 2000. – С. 694–700.
123. Беляев С. П., Волков А. Е., Иночкина И. В., Пантелеева Н. В. Эффекты мартенситной неупругости в никелиде титана после предварительной пластической деформации // Тр. XXXVI Международного семинара "Актуальные проблемы прочности" (26-29 сентября 2000 г. Витебск). – Витебск, 2000. – С. 689–693.
124. Курдюмов Г. В., Хандрос Л. Г. О термоупругом равновесии при мартенситных превращениях // ДАН СССР. – 1949. – Т. 66. – № 2. – С. 211–214.
125. Курдюмов Г. В., Хандрос Л. Г. Диплом № 239 на открытие термоупругого мартенсита. – М. Госкомизобр. при СМ СССР. 1980.
126. Арбузова И. А., Курдюмов Г. В., Хандрос Л. Г. Рост упругих кристаллов мартенсита под действием внешних напряжений // Физ. металлов и металловедение. – 1961. – Т. 11. – № 2. – С. 272–280.
127. Кузьмин С. Л., Лихачев В. А., Шиманский С. Р., Чернышенко А. И. Эффект ориентированного превращения в никелиде титана // Физ. металлов и металловедение. – 1984. – Т. 37. – № 3.

- С. 612–614.
128. Чикова Т.С. Статистический подход к изучению начальных стадий механического двойникового // Структура и свойства сегнетоэлектриков. – Минск. МГПИ, 1982. – С. 61–73.
129. Башмаков В. И., Чикова Т. С. Новый вид взаимодействия двойникового и скольжения // Докл. АН СССР. – 1981. – Т. 259. – № 3. – С. 582–583.
130. Bashmakov V. I., Bosin M. E., Pachomov P. L. The motion of non-coherent twin boundaries under repeated loadings // Phys. Stat. Sol. – 1972(a). – V. 9. – P. 69–77.
131. Косевич В. М., Башмаков В. И. Изучение отдыха двойникованных монокристаллов // Физ. металлов и металловедение. – 1961. – Т. 11. – № 1. – С 100–107
132. Башмаков В. И., Яковенко Н. Г., Заровная Л. Ф. Влияние примесей на гистерезисные свойства остаточных двойниковых прослоек в кристаллах висмута // Физ. металлов и металловедение. – 1970. – Т. 29. – № 5. – С. 947–951.
133. Башмаков В. И., Босин М. Е., Варик В. И. Влияние нейтронного облучения на свойства клиновидных двойников в кристаллах висмута // Проблемы прочности. – 1974. – № 4. – С. 80–82.
134. Башмаков В. И., Яковенко Н. Г. Экспериментальное исследование гистерезисных свойств остаточных двойниковых прослоек в кристаллах висмута // Физ. металлов и металловедение. – 1968. – Т. 26. – № 4. – С. 606–609.
135. Башмаков В. И., Яковенко Н. Г. Эффект Баушингера при двойниковании кристаллов висмута и цинка // Изв. высших учебных заведений. Физика. – 1969. – № 1. – С. 48–51.
136. Башмаков В. И., Яковенко Н. Г. Эффект Баушингера на разных границах двойников в кристаллах висмута и цинка // Украинский физический журнал. – 1969. – Т. 14. – № 7. – С. 1195–1200.
137. Башмаков В. И., Яковенко Н. Г. Влияние примесей Al и Cd на эффект Баушингера при двойниковании монокристаллов цинка // Изв. высших учебных заведений. Физика. – 1969. – № 12. – С. 59–63.
138. Косевич В. М., Мороз Н. Г., Башмаков В. И. Влияние включений на двойникование кристаллов цинка // Кристаллография. –

1960. – Т. 5. – № 3. – С. 426–431.
139. Башмаков В. И. Метод определения локального декремента затухания в кристаллических телах // Украинский физический журнал. – 1972. – № 2. – С 195–200.
140. Woley R. W. The Baushinger effect in some face-centered and body-centered cubic metals // Phil. Mag. – 1953. – V. 44. – P. 597–622.
141. Башмаков В. И., Босин М. Е. Влияние дислокаций леса на эффект Баушингера при двойниковании кристаллов цинка // Изв. высших учебных заведений. Физика. – 1971. – № 5. – С. 101–104.
142. Башмаков В. И., Босин М. Е., Лаврентьев Ф. Ф. Исследование взаимодействия двойникующих дислокаций с дислокациями "леса" в кристаллах цинка // Проблемы прочности. – 1972. – № 12. – С. 74–78.
143. Башмаков В. И., Босин М. Е., Бродский М. М. Влияние плотности пирамидальных дислокаций на устойчивость упрочнения границ единичных двойников в кристаллах цинка // Изв. высших учебных заведений. Физика. – 1974. – № 2. – С. 110–115.
144. Башмаков В. И., Яковенко Н. Г. Влияние примесей Al, Cd и Cu на эффект Баушингера при двойниковании кристаллов цинка // Украинский физический журнал. – 1970. – Т. 15. – № 2. – С. 231–236.
145. Башмаков В. И., Босин М. Е., Шинкаренко С. П. Зависимость подвижности некогерентных двойниковых границ от амплитуды пульсирующих напряжений // Украинский физический журнал. – 1973. – Т. 18. – № 6. – С. 1025–1027.
146. Башмаков В. И., Неклюдов И. М., Яковенко Н. Г. Прямое и обратное двойникование кристаллов при различных скоростях нагружения // Физ. металлов и металловедение. – 1971. – Т. 31. – № 3. – С. 595–599.
147. Башмаков В. И., Яковенко Н. Г. Изменение эффекта Баушингера при отдыхе сдвойникованных кристаллов // Изв. высших учебных заведений. Физика. – 1971. – № 4. – С. 111–117.
148. Башмаков В. И., Босин М. Е., Бродский М. М. Ползучесть границ единичных двойниковых прослоек в кристаллах цинка // Кристаллография. – 1974. – Т. 19. – С. 592–596.

149. Башмаков В. И., Босин М. Е. Свойства единичных двойников в металлических кристаллах при пульсирующих нагрузках // Физ. твердого тела. – 1971. – Т. 13. – № 8. – С. 2475–2477.
150. Башмаков В. И., Босин М. Е. Разупрочнение двойниковых границ в кристаллах висмута и цинка при повторных нагрузках // Украинский физический журнал. – 1971. – Т. 15. – № 6. – С. 1036–1038.
151. Гарбер Р. И., Степина Е. И. Наблюдение эффекта Баушингера при двойниковании кальцита // Физ. твердого тела. – 1968. – Т. 10. – № 2. – С. 429–437.
152. Башмаков В. И., Босин М. И., Папилов И. И. Циклический эффект Баушингера на границах механических двойников бериллия // Физ. металлов и металловедение. – 1973. – Т. 35. – № 1. – С. 220–221.
153. Башмаков В. И., Босин М. Е., Лаврентьев Ф. Ф., Папилов И. И. Влияние легирования на деформационное упрочнение двойниковых прослоек висмута и бериллия при пульсации напряжений // Проблемы прочности. – 1974. – № 1. – С. 80–84.
154. Башмаков В. И., Бродский М. М. Влияние закалки, легирования и окисления поверхности кристаллов висмута на скорость двойникования // Физ. металлов и металловедение. – 1973. – Т. 35. – № 1. – С. 163–169.
155. Башмаков В. И., Ляшенко Т. И., Яковенко Н. Г. Влияние амплитуды напряжений на гистерезис единичных двойников в сплавах висмута // Физ. металлов и металловедение. – 1971. – Т. 31. – № 6. – С. 1306–1307.
156. Башмаков В. И., Папилов И. И., Яковенко Н. Г. Исследование процессов двойникования в бериллии и его сплавах с медью // Изв. высших учебных заведений. Физика. – 1972. – № 12. – С. 104–108.
157. Коттрелл А. Х. Теоретические аспекты процесса разрушения // Атомный механизм разрушения – М.: Мир, 1963. – С. 30–68.
158. Ивенс А., Роулингс Р. Термически активированная деформация кристаллических материалов // Термически активируемые процессы в кристаллах – М.: Мир, 1973. – С. 172–206.
159. Тимошенко С. П. Курс теории упругости – Киев: Наукова дум-

- ка, 1972. – 507с.
160. Башмаков В. И., Босин М. Е., Шинкаренко С. П. Единичные двойники и хрупкое разрушение металлических кристаллов // Проблемы прочности. – 1973. – № 12. – С. 44–49.
 161. Yoo Man Hyong, Wei Chua-Tseng. Twinning in zinc by indentation // Journal of Applied Physics. – 1967. – V. 38. – № 7 – P. 2974–2976.
 162. Mayo M. J. Nix W. D. A micro-indentation study of superelasticity in Pb, Sn and Sn-38wt%Pb. // Acta Metall. – 1988. – V. 36. – № 8. – P. 2183–2192.
 163. Косевич В. М., Башмаков В. И. Исследование двойникования металлических кристаллах с помощью сосредоточенной нагрузки // Физ. металлов и металловедение. – 1960. – Т. 9. – № 2. – С. 288–293.
 164. Башмаков В. И., Чикова Т. С. Кинетика образования клиновидных двойников в кристаллах висмута // Физ. металлов и металловедение. – 1981. – Т. 51. – № 5. – С. 1066–1072.
 165. Башмаков В.И., Чикова Т.С. Статистические закономерности зарождения и развития механических двойников в висмуте. // Веснік Мазырскага дзяржаўнага педагагічнага інстытута. – 1999. – №1, – С.22–27.
 166. Чикова Т. С. Статистический подход к изучению начальных стадий механического двойникования металлических кристаллов. // Веснік Мазырскага дзяржаўнага педагагічнага інстытута. – 1999, – № 2, – С.14–17.
 167. Башмаков В. И., Чикова Т. С. Двойникование кристаллов висмута при термоциклировании // Инженерно-физический журнал. – 1980. – Т. 39. – № 1. – С. 148–149.
 168. Башмаков В. И., Чикова Т. С., Юдин М. Д. Роль стопоров в развитии клиновидных двойников в металлических кристаллах // Известия АН БССР. Серия физико-математических наук. – 1983. – № 6. – С. 13. (аннотация). – М., 1983. – 9 с. Деп. в ВИНТИ 20.05.83. №2728–83.
 169. Юдин М. Д. Сходимость распределений сумм случайных величин – Минск: Университетское, 1990 – 254 с.
 170. Петров В. А. Статистическая теория кинетики микротрещин.:

- Автореф. дис. ... кад. ф.-м. наук. – Киев.1972. – 15 с.
171. Карпинский Д. Н. Статистическая теория роста трещин в неоднородном материале.: Автореф. дис. ... кад. ф.-м. наук. – Л.1977. – 15 с.
172. Башмаков В. И., Чикова Т. С., Юдин М. Д. Распределение трещин по размерам в кристаллических телах // Доклады АН БССР. – 1983. – Т. 27. – № 4. – С. 326–328.
173. Гарбер Р. И. О повышении предела текучести при отжиге двойникового кальцита // ЖЭТФ. – 1946. – Т. 16. – № 10. – С. 923–927.
174. Thomson N., Millard W. R. Twin formation in cadmium // Phil. Mag. – 1952. – V. 43. – P. 421–440.
175. Basinski Z. S., Cristian J. W. Crystallography of deformation by twin boundary movement in indium-thallium alloys // Acta. Metall. – 1954. – V. 2. – № 1. – P. 101–116.
176. Гарбер Р. И., Неклюдов И. М., Перунина Л. М. Упрочнение висмута при программном нагружении // Физ. металлов и металловедение. – 1961. – Т. 11. – № 1. – С. 108–114.
177. Cooper R. E. Kinetics of elastic twinning in calcite // Proc. Roy. Soc. A. – 1962. – V. 270. – № 1343. – P. 525–537.
178. Гарбер Р. И., Степина Е. И. Упрочнение при многократном двойниковании кальцита // Физ. твердого тела. – 1963. – Т. 5. – № 9. – С. 2659–2662.
179. Солдатов В. П., Старцев В. И. Об упругом двойниковании кристаллов висмута // Физ. твердого тела. – 1964. – Т.6. – № 6. – С. 1670–1674.
180. Финкель В. М., Зрайченко В. А., Воронов И. Н. Об упругом двойниковании кремнистого железа // ДАН СССР. – 1965. – Т. 160. – № 2. – С. 329–331.
181. Takeuchi T. Dynamic propagation of deformation twins in iron single crystals // J. Phys. Soc. Jap. – 1966. – V. 21. – № 12. – P. 2616–2622.
182. Haga H., Gilman J. J. Twinning and detwinning in calcite // J. Appl. Phys. – 1969. – V. 40. – № 8. – P. 3196–3207.
183. Lubenets S. V., Startsev V. I., Fomenko L. S. Dynamics of twinning in metals and alloys. // Phys. Stat. Sol. 9(a). – 1985. – V. 92. –

Р. 11–55.

184. Башмаков В. И., Шинкаренко С. П. Движение границ некогерентных двойников при циклировании // Изв. высших учебных заведений. Физика – 1972. – № 9. – С. 125–127.
185. Башмаков В. И., Яковенко Н. Г. Баушингеровское упрочнение двойниковых границ в кристаллах висмута и цинка // Украинский физический журнал. – 1970. – Т. 15. – № 5. – С. 775–779.
186. Башмаков В. И., Босин М. Е., Пахомов П. Л. Феноменологическое описание эффекта Баушингера на единичных двойниках в металлических кристаллах // Украинский физический журнал. – 1971. – Т. 16. – № 12. – С. 2202–2209.
187. Башмаков В. И., Босин М. Е., Пахомов П. Л., Шинкаренко С. П. Количественное описание циклического упрочнения клиновидных двойников в металлических кристаллах // Украинский физический журнал. – 1973. – Т. 18. – № 3. – С. 397–403.
188. Качанов Л. М.. Основы теории пластичности – М.: Наука, 1969. – 420 с.
189. Рейнер М.. Деформация и течение. Введение в реологию – М.: Гостехиздат, 1963. – 381 с.
190. Рейнер М.. Реология – М.: Наука, 1965. – 223 с.
191. Реология. Теория и приложения / Под ред. Ф. Эйриха. – М.: Изд-во Иностран. лит., 1962. – 824с.
192. Воротников Г. С., Ровинский Б. М. Релаксация напряжений в металлах и сплавах // Релаксационные явления в твердых телах / Под ред. В. С. Постникова. – М.: Металлургия, 1968. – С. 44–57.
193. Голдфри Д. Е. Р. Теория упругости и пластичности / Под ред. П. М. Варвака. – Киев: Будівельник, 1969. – 311 с.
194. Леонов А. И.. Об описании реологического поведения упруговязких сред при больших упругих деформациях – М., 1973. – 65 с.
195. Ким А. Х. Реология вязкопластичных систем – Минск, 1975 – 44 с. (Препринт / ИТМ)
196. Коган А. Н., Миркин Л. И. Физика прочности и пластичности – Саранск: Изд-во МГУ, 1977. – 105 с.
197. Проценко А. М. Теория упруго-идеальнопластических систем – М.: Наука, 1982. – 287 с.
198. Темам Р. Математические задачи теории пластичности – М.:

- Наука, 1991. – 288 с.
199. Колодежнов В. Н., Кушеев Б. И. Элементы механики сплошных сред в инженерной реологии – Воронеж: ВТИ, 1994. – 115 с.
 200. Паскаль Ю. И. Квазиравновесное описание мартенситных состояний // Изв. высших учебных заведений. Физика. – 1985. – № 5. – С. 41–53.
 201. Паскаль Ю. И. Диссипативные свойства материалов с термоупругим мартенситным превращением // Изв. высших учебных заведений. Физика. – 1985. – № 5. – С. 54–67.
 202. Шульман З. П. Беседы о реофизике – Минск: Наука и техника, 1976. – 95 с.
 203. Реология // Физический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия, 1965 – Т. 4. – С. 435–436.
 204. Владимирский К. В. О двойниковании кальцита // ЖЭТФ. – 1947. – Т. 17. – № 6. – С. 530–536.
 205. Орлов А. Н. Ползучесть // Физический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия, 1965 – Т. 4. – С. 90–92.
 206. Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов – М.: Мир, 1972. – 408 с.
 207. Sumino K. Surface dislocations and the growth of deformation twins // Acta Met. – 1966. – V. 14. – № 11. – P. 1607–1615.
 208. Бойко В. С., Гарбер Р. И., Кривенко Л. Ф. Силы трения и поверхностного натяжения двойникующих дислокаций // Физ. твердого тела. – 1967. – Т. 9. – № 2. – С. 435–443.
 209. Бойко В. С., Гарбер Р. И., Кривенко Л. Ф. Необратимые потери, возникающие при многократном возвратно-поступательном перемещении дислокации // Физ. твердого тела. – 1968. – Т. 10. – № 10. С. 2968–2974.
 210. Тихинский Г. Ф., Папиоров И. И. Пластическая деформация бериллия. – М.: Атомиздат, 1973. – 304 с.
 211. Папиоров И. И. Напряжения Пайерлса и анализ систем скольжения в бериллии. – Харьков: ХФТИ АН УССР, 1973. – 30 с.
 212. Лаврентьев Ф. Ф. Деформационное упрочнение и динамика дислокаций в гексагональных плотноупакованных металлах: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. – Харьков, 1975. – 24 с.
 213. Боржковская В. М., Ландау А. И., Парийский В. Б. Исследова-

- ние линий скольжения в монокристаллах с помощью построения графиков статистических распределений расстояний между ямками травления // Физ. твёрдого тела. – 1965. – Т. 7. – № 7. – С. 2136–2146.
214. Косевич В. М. Выявление дислокационных дефектов в сурьме методом травления дислокаций // Кристаллография. – 1960. – Т. 5. – № 5. – С. 749–756.
215. Remaut G., Lagasse A., Amelinckx S. The electron microscopic observation of mechanical twins in indium // Phys. Stat. Sol. – 1964. – V. 6. – P. 723–731.
216. Venables J. A. The electron microscopy of deformation twinning // J. Phys. Chem. Solids. – 1964 – V. – 25. – № 7. – P. – 685–692.
217. Sauvage M. Observations de sources et de réactions entre dislocations particules de macles sur des topographies aux rayons X // Phys. Stat. Sol. – 1968. – V. 29. – № 2. – P. 725–736.
218. Page T. F., Ralph B. The observation of coherent twin lamellas by field - ion microscopy // Phil. Mag. – 1971. – V. – 24. – № 189. – P. 673–682.
219. Косевич А. М., Пастур Л. А. О дислокационной модели двойника // Физ. твёрдого тела. – 1961. – Т. 3. – С. 1290–1297.
220. Конторова Т. А., Френкель Я. И. К теории пластической деформации и двойникования. // ЖЭТФ. – 1938. – Т. 8. – № 1. – С. 89–95.
221. Кристиан Дж. Теория превращений в металлах и сплавах – М.: Мир, 1978. – 906 с.
222. Старцев В. И., Солдатов В. П., Бродский М. М. Температурная зависимость скорости роста двойниковой прослойки в монокристаллах висмута // Физ. металлов и металловедение. – 1968. – Т. 25. – № 6. – С. 1111–1115.
223. Johnston W. G., Gilman J. J. Dislocation velocities, dislocation densities and plastic flow in lithium fluoride crystals // J. Appl. Phys. – 1959. – V. 30 – № 2. – P. 129–144.
224. Стратан И. В., Предводителев А. А., Степанова В. М. Движение отдельных дислокаций в дислокационном ансамбле // Физ. твёрдого тела. – 1970. – Т. 12. – № 3. – С. 767–773.
225. Ландау А. И., Выдашенко В. Н. Термоактивированное движе-

- ние дислокаций через хаотическую сетку точечных препятствий – Харьков, 1981. – 46 с. (Препринт / ФТИНТ АН УССР; 4–1981)
226. Боржковская В. М., Ландау А. И., Давыдов М. А. Исследование структуры линий скольжения в монокристаллах LiF при послойной полировке и травлении с применением статистических методов обработки экспериментальных данных. // Кристаллография. – 1968. – Т. – 13. № 4. – С. 655–661.
227. Ландау А. И., Боржковская В.М., Торкатюк М.Т., Давыдова М. А. Статистическое исследование распределения расстояний между точками закрепления дислокаций // Кристаллография. – 1969. – Т. 13. – № 2. – С. 303–309.
228. Conrad H. Thermally activated deformation of metals // J. Metals. – 1964. – V. 16. – № 7. – P. 582–588.
229. Yoo M. H. Slip, twinning and fracture in hexagonal close-packed metals // Met. Trans. – 1981. – V. A12. – № 3. – P. – 409–418.
230. Yoo M. H. Interaction of slip dislocations with twins in hop metals // Trans. Soc. AJME. – 1969. – V. 245. – № 9. – P. 2051–2060.
231. Косевич В. М. Образование дислокаций при расколе кристалла висмута по плоскости спайности // Кристаллография. – 1962. – Т. 7. – № 1. – С. 97–102.
232. Оуэн В. С., Халл Д. Исследование механизма хрупкого разрушения тугоплавких металлов // Свойства тугоплавких металлов и сплавов – М.: Metallurgy, 1968 – С. 11–27.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Основные обозначения и принятые сокращения	6
Введение	8
ГЛАВА 1. Анализ состояния проблемы	
§ 1.1. Роль механического двойникования в процессах пластической деформации, разрушения и фазовых превращений.....	13
§ 1.2. Эффект памяти формы и механическое двойникование.....	22
ГЛАВА 2. Механическое двойникование ромбоэдрических и ГПУ металлических кристаллов при различных режимах нагружения	
§ 2.1. Особенности экспериментального исследования механического двойникования металлов.....	28

§ 2.2. Обратимость пластической деформации двойникованием при циклическом нагружении.....	33
§ 2.3. Устойчивость упрочнения двойниковых границ.....	51
§ 2.4. Двойникование кристаллов импульсными нагрузками.....	63
§ 2.5. Развитие коллективов механических двойников.....	71

ГЛАВА 3. Феноменологическое описание механических свойств единичных двойниковых прослоек

§ 3.1. Обоснование реологического подхода к изучению механического поведения единичных двойниковых прослоек.....	83
§ 3.2. Основные положения реологического моделирования двойникования металлов.....	87
§ 3.3. Описание эффекта Баушингера на единичных двойниках в металлических кристаллах.....	93
§ 3.4. Реологическое моделирование механического поведения двойниковой прослойки на основе модели Бюргерса.....	105
§ 3.5. Анализ процессов упрочнения-разупрочнения на двойниковых границах при повторных нагрузках.....	109
§ 3.6. Количественное описание циклического упрочнения клиновидных двойников при частичной разгрузке.....	118
§ 3.7. Применение модели стандартного твердого тела для описания установившихся процессов деформации двойникованием.....	130
§ 3.8. Влияние режима знакопеременного нагружения на деформирование сдвойникованного кристалла.....	139
§ 3.9. Модель развития двойниковой прослойки в бериллии при пульсации напряжений.....	144
§ 3.10. Описание отдыха двойникованных металлических кристаллов.....	150
§ 3.11. Гистерезисные явления на границах клиновидных двойников и термоупругих мартенситных включений.....	154

ГЛАВА 4. Дислокационный анализ развития остаточных двойниковых прослоек в металлах

§ 4.1. Дислокационная структура двойниковой границы.....	164
§ 4.2. Исследование реологических параметров модели Бюргера.....	168
§ 4.3. Скорость двойникующих дислокаций в кристалле при наличии скольжения.....	173
§ 4.4. Развитие двойников при различных режимах нагружения.....	177
§ 4.5. Дислокационная трактовка параметров феноменологической теории остаточных двойниковых прослоек в металле.....	181
§ 4.6. Физическое сходство процессов пластической деформации, разрушения и мартенситных превращений.....	188
Список литературы.....	195

Научное издание

**Башмаков Виктор Иванович
Чикова Тамара Семеновна**

**Пластификация и упрочнение металлических
кристаллов при механическом двойниковании**

Ответственный за выпуск А. П. Аношко

Подписано в печать 10.01.2001 г.
Печать офсетная. Бумага офсетная.
Формат 60x84/16. Гарнитура «Таймс».
Усл. печ. л. 12,7. Тираж 100 экз. Зак. 516.

Издано на УП «Технопринт».
Лиц. № 380 от 28.04.1999 г.

Налоговая льгота - по ОКРБ 007-98 ч.1 22.11.20.500

Отпечатано в типографии УП "Технопринт"
Лиц. ЛП № 203 от 26.01.1998 г.
220027, г. Минск, пр. Ф. Скорины, 65, к. 14, оф. 215.
Тел./факс 231-86-93.