

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Физика больших пластических деформаций

А.М. Глезер^(1,2), Р.В. Сундеев^(3,а), А.В. Шалимова^(2,б), Л.С. Метлов^(4,5,с)

Обзор посвящён описанию ряда важных исследований последних лет в области основ физики мегапластической деформации (МПД) металлов и сплавов и их дальнейшей систематизации. На основании анализа экспериментальных данных и теоретических подходов впервые сформулировано три основополагающих принципа и отмечено семь характерных черт, присущих процессам МПД. Закономерности МПД целиком основаны на постулатах неравновесной термодинамики. Деформируемое твёрдое тело рассматривается как механическая диссипативная система, в которой полная энергия непрерывно снижается или рассеивается, переходя в другие, немеханические, формы энергии. В рамках аппарата предложенной неравновесной эволюционной термодинамики удаётся с единых позиций описать эволюцию дефектной структуры поликристаллических и аморфных металлических материалов в ходе МПД. Отмечается, что процесс механоактивации порошков не следует полностью отождествлять с процессами, протекающими при МПД.

Ключевые слова: большая пластическая деформация, структура, фрагментация, динамическая рекристаллизация, неравновесная термодинамика, дефект, диссипация, внутренняя энергия, диффузия, фазовые превращения, аморфное состояние, эволюционные уравнения

PACS numbers: 05.70.Ce, 05.70.Ln, 62.20.M –

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.07.039024>

Содержание

1. Введение (33).
2. Специфические признаки больших пластических деформаций (34).
3. Базовые концепции больших пластических деформаций (34).
4. Неравновесная эволюционная термодинамика (36).
5. Структурные модели специфических эффектов при мегапластической деформации (37).
 - 5.1. Фрагментация. 5.2. Отсутствие стадии деформационного упрочнения. 5.3. Низкотемпературная динамическая рекристаллизация. 5.4. Аномально высокая диффузионная подвижность атомов. 5.5. Циклический характер структурно-фазовых превращений. 5.6. Обратимость структурно-фазовых превращений в

- зависимости от температуры и параметров мегапластической деформации. 5.7. Аморфизация кристаллических фаз и кристаллизация аморфного состояния.
6. Деформационные и сопутствующие явления при мегапластической деформации (52).
 - 6.1. Деформационные процессы. 6.2. Сопутствующие процессы.
7. Заключение (58)
- Список литературы (59).

Светлой памяти
выдающегося российского физика
Владимира Евгеньевича Фортва
ПОСВЯЩАЕТСЯ

1. Введение

Экстремальные воздействия оказывают существенное влияние на структуру и свойства твёрдых тел [1–6]. К их числу, безусловно, следует отнести воздействие больших пластических деформаций. За последние годы интерес к этому способу воздействия на материалы существенно возрос, поскольку он даёт возможность создать особые наноструктурные состояния и тем самым значительно улучшить физико-механические свойства металлических материалов [7]. В работе [8] даже высказано предположение, что воздействие большими пластическими деформациями открывает интересные возможности для синтеза новых материалов, в которых можно реализовать многообещающие структурные модели, заимствуя их из богатой палитры примеров, встречающихся в неживой природе, и особенно в литосфере Земли.

Поскольку классические дислокационные и дисклинационные подходы, успешно применявшиеся ранее для

А.М. Глезер^(1,2), Р.В. Сундеев^(3,а),
А.В. Шалимова^(2,б), Л.С. Метлов^(4,5,с)

⁽¹⁾ Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС",

Ленинский просп. 4, 119049 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Государственный научный центр "ЦНИИчермет им. И.П. Бардина",
ул. Радио 23/9, стр. 2, 105005 Москва, Российская Федерация

⁽³⁾ МИРЭА — Российский технологический университет,
просп. Вернадского 78, 119454 Москва, Российская Федерация

⁽⁴⁾ Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина,
ул. Р. Люксембург 72, Донецк, Российская Федерация

⁽⁵⁾ Донецкий национальный университет,
ул. Университетская 24, Донецк, Российская Федерация

E-mail: ^(а) sundeev55@yandex.ru, ^(б) shalimanna@yandex.ru,
^(с) lsmet@donfti.ru

Статья поступила 3 июля 2021 г.

описания обычных макроскопических деформаций, оказались в данном случае недостаточно эффективными, в последние годы появился целый ряд важных фундаментальных и прикладных исследований, позволяющих в определённой степени прояснить физическую картину структурных процессов, присущих большим пластическим деформациям. Обобщающему анализу этих работ и посвящён данный обзор.

Изучение физики больших пластических деформаций, безусловно, началось с работ Нобелевского лауреата П.У. Бриджмена, в течение многих лет проводившего эксперименты по исследованию больших пластических деформаций и разрушения кристаллических (металлы и сплавы) и аморфных (пластмасса и борный ангидрид B_2O_3) твёрдых тел под высоким гидростатическим давлением при испытаниях на растяжение, сжатие, кручение, сдвиг и при других схемах напряжённого состояния [9–16]. На сконструированных им оригинальных установках были впервые обнаружены новые явления, протекающие при больших деформациях. Нельзя не восхищаться высказанной Бриджменом смелой гипотезой: *"Возможно, что кристалл (при больших деформациях) распадается на мозаику из всё меньших и меньших кристаллитов, а структура внутри кристаллитов меняется мало..."* [9]. По существу, Бриджмен предсказал уникальное явление фрагментации, которое, как выяснилось в дальнейшем, играет основополагающую роль при больших деформациях. На основании проведённых экспериментов он также предсказал возможность перехода материала при большой деформации из кристаллического состояния в аморфное: *"Было найдено, что при очень больших деформациях сдвига кристаллическая структура разрушается до такой степени, что может быть получена только одна очень размытая линия на дебаеграмме. Это, по-видимому, означает, что линейные размеры зёрен меньше 10 Å (1 нм)"* [9]. Хотя Бриджмен использовал установки с различными схемами напряжённого состояния, в наши дни продуктивно используется лишь камера Бриджмена, в которой при высоком квазигидростатическом давлении (несколько ГПа) большая деформация кручения образца, зажато между двумя наковальнями, реализуется путём поворота подвижной наковальни относительно неподвижной. Такая техника известна как кручение под высоким давлением (КВД) [17].

У нас в стране исследования по влиянию гидростатического давления на физико-механические свойства материалов начались под руководством академиков Л.Ф. Верещагина [18] и Н.С. Ениколопьяна [19]. Дальнейший импульс в исследованиях больших пластических деформаций связан с работами В.М. Сегала [20] и Р.З. Валиева [21], предложивших осуществлять большие деформации методом равноканального углового прессования (РКУП). Позднее особые структурные состояния, формирующиеся при больших пластических деформациях, были получены методами винтовой экструзии, аккумулирующей прокатки, свободнойковки и другими методами [20]. Реализуемые при этом пластические деформации столь значительны, что теряют смысл обычно используемые значения относительных степеней деформации и следует переходить к истинным логарифмическим деформациям ϵ .

Если граница между микропластической и макропластической деформациями определена достаточно чётко

как степень деформации, соответствующая макроскопическому пределу текучести (относительная деформация $\epsilon = 0,05$ или 0,2 %), то граница между макропластической деформацией и большой пластической деформацией остаётся неопределённой. Условно мы будем считать граничной относительную деформацию $\epsilon \approx 100\%$ (истинную деформацию $e \approx 1$). В дальнейшем мы попытаемся определить более строгое, физически обоснованное значение пластической деформации, соответствующее подобному переходу.

2. Специфические признаки больших пластических деформаций

Суммируя большое количество экспериментальных исследований по изучению структуры и свойств материалов, подвергшихся большим пластическим деформациям, можно выделить следующие наблюдающиеся при этом семь характерных явлений [7]:

1. Фрагментация. Образование большой объёмной плотности высокоугловых границ и, соответственно, формирование почти бездефектных деформационных фрагментов.
2. Отсутствие стадии деформационного упрочнения на кривых пластической деформации.
3. Протекание процессов низкотемпературной динамической рекристаллизации.
4. Аномально высокая диффузионная подвижность атомов.
5. Циклический характер структурно-фазовых превращений.
6. Фазовые превращения, сопровождающиеся выделением неравновесных фаз и/или растворением равновесных фаз в зависимости от температуры и условий деформирования.
7. Реализация процессов аморфизации кристаллических фаз и кристаллизации аморфного состояния.

3. Базовые концепции больших пластических деформаций

В литературе отсутствует стройная теория структурообразования при больших пластических деформациях, способная с единых физических позиций объяснить все без исключения вышеперечисленные особенности поздних стадий пластической деформации. Мы рассмотрим здесь наиболее продуктивный, по нашему мнению, физический подход, основанный на следующих трёх фундаментальных принципах [22, 23]:

I. Большая пластическая деформация является структурно обусловленным, самостоятельным и специфическим этапом пластической деформации, присущим всем твёрдым телам и протекающим при определённых условиях во всех схемах напряжённого состояния по особым механизмам, включающим дислокационную, дисклинационную и другие структурные моды активного пластического течения и структурных перестроек релаксационной и диссипативной природы.

II. Механическая энергия, вводимая при больших пластических деформациях, столь велика, что следует рассматривать деформируемое твёрдое тело в рамках неравновесной термодинамики как механическую диссипативную систему (МДС), в которой полная энергия непрерывно уменьшается или рассеивается, переходя в

другие, немеханические формы энергии (химическую, электромагнитную, тепловую и т.п.).

Гораздо позже аналогичный подход, основанный на неравновесной термодинамике, был предложен в работе [24] при неочевидном предположении о том, что доминирующую роль в ходе больших пластических деформаций играют диффузионные процессы.

III. Структурные процессы, реализующиеся при больших пластических деформациях, можно подразделить на две независимые (или слабо взаимодействующие) группы: процессы, непосредственно ответственные за осуществление пластического течения, и сопутствующие процессы, оказывающие лишь косвенное влияние на пластическую деформацию. К первой группе следует отнести формирование всех возможных дефектов деформационного происхождения (дислокаций, дисклинаций, полос сдвига, границ зёрен и деформационных фрагментов), а ко второй — образование концентрационных неоднородностей диффузионного происхождения и неравновесных (кристаллических, упорядоченных и аморфных) фаз. Первая группа процессов реализуется, как правило, в результате атермических механизмов атомных перестроек, а вторая группа — в результате термически активируемых процессов (за исключением фазовых превращений мартенситного типа).

Следуя первому принципу реализации больших пластических деформаций, необходимо рассмотреть три отдельные, но физически взаимосвязанные стадии эволюции пластического течения (рис. 1). Первый (начальный) этап известен как процесс *микрoпластической деформации* [25]. Он протекает до достижения деформирующим напряжением значения макроскопического предела текучести. Второй этап известен как *макрoпластическая деформация*, которая реализуется при деформирующих напряжениях выше предела текучести [26]. Оба этих этапа деформации имеют свои детально изученные характерные признаки. На первом этапе процессы деформации локализованы в пределах отдельных кристаллических зёрен, имеют чёткие морфологические признаки (полосы Чернова–Людерса) и характеризуются эффектами неупругости [27]. На втором этапе процессы дислокационного течения и/или механического двойникования охватывают весь поликристаллический ансамбль зёрен и характеризуются главным образом зарождением, упругим взаимодействием и аннигиляцией дислокаций в условиях проявления эффектов деформационного упрочнения [26]. Третий независимый этап на рис. 1 соответствует большим пластическим деформациям и включает в себя проявление хотя бы одного из специфических признаков большой деформации, упомянутых в разделе 2.

Как известно [28], существует три масштабных уровня материального мира: *микромир* — масштаб отдельных атомов и молекул, *макромир* — масштаб человеческого восприятия мира (метр, килограмм, секунда) и

мегамир — астрономический масштаб. По аналогии следует называть стадию больших пластических деформаций *мегапластической деформацией* (МПД), что отвечает общей логике развития любого материального явления.

Процесс МПД носит принципиально неравновесный характер, и для описания его кинетики уместно применить принципы неравновесной эволюционной термодинамики (НЭТ) [29]. В её рамках удаётся описать практически все характерные явления МПД, упомянутые в разделе 2. В работе [30] было предложено термодинамическое тождество, объединяющее первый и второй закон термодинамики (равенство Гиббса), для частного случая моделирования МПД поликристаллических металлов и сплавов.

Внутренние процессы, протекающие в твёрдом теле, представляют собой сложную картину взаимных переходов и превращений энергии [31], и их можно рассматривать как часть общего релаксационного процесса [32]. При механическом воздействии на твёрдое тело конечных размеров мы "закачиваем" в него определённую энергию. Очевидным каналом релаксации упругой энергии является пластическая деформация. При исчерпании его может быть реализован альтернативный канал — механическое разрушение. Однако при значительных величинах упругой энергии пластическая деформация может в принципе инициировать дополнительные каналы релаксации: динамическую рекристаллизацию, фазовые превращения и дополнительное выделение (диссипацию) тепловой энергии. В случае МПД, когда, как правило, велика компонента напряжений всестороннего сжатия, образование и рост раскалывающих трещин частично или полностью подавляется и, следовательно, существенно затрудняется разрушение. Используя схемы напряжённого состояния с большой компонентой сжимающих напряжений (1D, 2D или 3D), мы "вынуждаем" твёрдое тело деформироваться, не разрушаясь, и тем самым перейти от стадии макроскопической деформации к стадии МПД, при которой активную роль играют качественно новые релаксационные процессы низкотемпературной динамической рекристаллизации, фазовых превращений, включая образование неравновесных фаз и аморфизацию структуры, и/или выделение тепла [33].

В работе [34] было предложено три возможных сценария ("дорожная карта") развития дальнейших событий в чистых металлах и однофазных соединениях в рамках МДС (рис. 2). В случае когда в материале облегчены процессы дислокационных и дисклинационных перестроек (например, в чистых металлах), по завершении стадии развитой деформации (фрагментации) осуществляется низкотемпературная динамическая рекристаллизация (верхняя ветвь на рис. 2). Локальные области структурированной "очищаются" от дефектов, и в новых рекристаллизованных зёрнах снова начинается процесс пластического течения за счёт дислокационных и дисклинационных мод. В этом случае динамическая рекристаллизация выступает в качестве мощного дополнительного канала релаксации упругой энергии, причём стадии фрагментации и динамической рекристаллизации циклически сменяют друг друга по мере увеличения деформации в заданных участках твёрдого тела. В том случае когда подвижность носителей пластической деформации относительно низка (например, при криогенных температурах), мощным дополнительным каналом релакса-



Рис. 1. Основные стадии пластической деформации твёрдых тел.

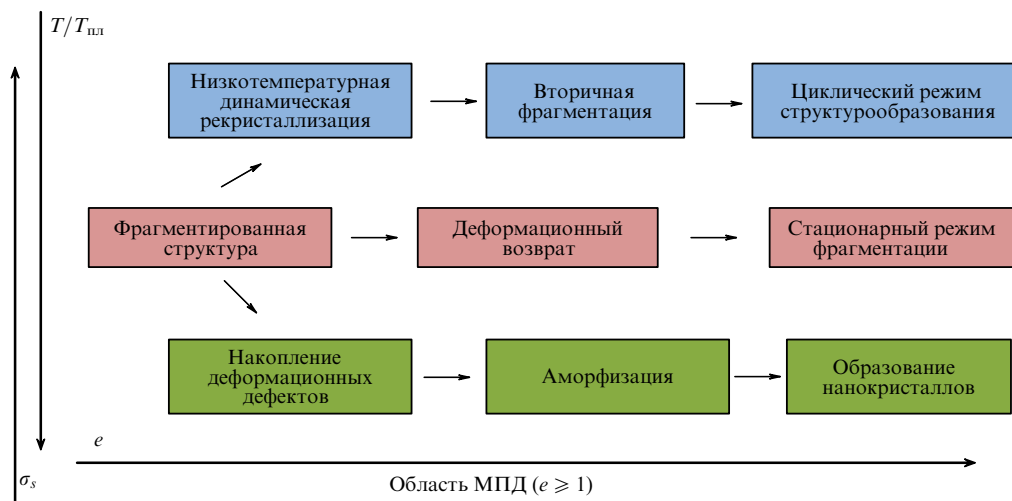


Рис. 2. Основные сценарии ("дорожная карта") развития структурных превращений в процессе МПД однофазного материала; $T/T_{пл}$ — температуры деформации и плавления соответственно; σ_s — барьер Пайерлса; e — истинная деформация.

ции механической энергии служат фазовые переходы (нижняя ветвь на рис. 2). Чаще всего это превращение типа "кристалл \rightarrow аморфное состояние". В результате пластическое течение локализуется в аморфной матрице без эффектов деформационного упрочнения и накопления больших внутренних напряжений. Существует промежуточный случай (средняя ветвь на рис. 2), когда дополнительным каналом релаксации могут служить эффективные дислокационно-дислокационные аккомодационные процессы, что приводит к наблюдаемой в некоторых экспериментах стабилизации фрагментированной структуры по мере развития МПД. Переход от одной "дорожной карты" структурных перестроек к другой зависит для выбранного материала от параметра $(T_{МПД}/T_{пл})$, где $T_{МПД}$ — температура МПД с учётом возможного эффекта выделения тепла и $T_{пл}$ — температура плавления.

4. Неравновесная эволюционная термодинамика

Поскольку плотность структурных дефектов на порядки увеличивается в процессе МПД, процесс пластической деформации носит принципиально неравновесный характер, и для описания его кинетики целесообразно применять принципы неравновесной эволюционной термодинамики [29]. В рамках этой модели удастся описать основные закономерности формирования дефектной структуры поликристаллических металлов при их обработке методами МПД [20, 32, 35].

Внутренние процессы, протекающие в твёрдом теле, представляют собой сложную картину взаимных переходов и превращений энергии [36]. Диссипация энергии с участием дефектов носит динамический характер и сопровождается переходными явлениями типа акустической эмиссии. Кинетическая энергия, возникшая в момент образования дефекта, сначала излучается в форме низкочастотных волн [32], которые можно рассматривать как часть общего релаксационного процесса. Рассеяние этих волн на равновесных тепловых колебаниях завершает процесс релаксации с участием дефектов. Таким образом, в равновесную тепловую форму энер-

гия переходит не сразу, а пройдя ряд промежуточных стадий.

В случае необратимых процессов часть работы внешних сил идёт на внутренний разогрев, и работу внешних сил можно разбить на обратимую и необратимую части [29]:

$$du = \sigma_{ij} d\epsilon_{ij}^e + \sigma_{ij} d\epsilon_{ij}^n + T \delta s', \quad (1)$$

где u — плотность внутренней энергии; σ_{ij} , ϵ_{ij} — тензор напряжений и тензор деформаций; T — температура; s' — плотность энтропии от внешних источников; ϵ_{ij}^e , ϵ_{ij}^n — упругая и неупругая деформации.

Необратимая часть работы внешних напряжений (второе слагаемое в уравнении (1)) расходуется на образование объектов с избыточной потенциальной энергией (фононов, микропор, границ зёрен и т.п.), которыми определяются каналы диссипации энергии. Суммируя производство энтропии от внешних и внутренних источников, получим термодинамическое тождество Гиббса, объединяющее первый и второй законы термодинамики [30]:

$$du = \sigma_{ij} d\epsilon_{ij}^e + T \delta s' + T \delta s'' = \sigma_{ij} d\epsilon_{ij}^e + T ds. \quad (2)$$

Здесь предполагается, что дополнительная теплота, возникшая за счёт внутренних источников, уже перешла в равновесное состояние, поэтому для обоих тепловых вкладов используется одна и та же равновесная температура. Отметим, что для описания сильно неравновесных процессов используется равновесное определение температуры. Причина состоит в том, что высокая степень неравновесности здесь связывается со структурными изменениями, а чисто тепловые процессы полагаются либо равновесными, либо слабо неравновесными с точки зрения стандартной концепции локально равновесного состояния.

Неравновесная теплота может присутствовать в системе либо в форме тепловых флуктуаций, либо за счёт генерации неравновесных фононов в результате рождения и движения дефектов. В первом случае эта величина мала, и для больших систем ею можно пренебречь. Во

втором случае она присутствует как промежуточный продукт релаксации. В результате образования и миграции дефектов при интенсивном внешнем воздействии она генерируется постоянно и равномерно во всём объёме, но в результате нелинейного рассеяния на равновесных тепловых фонах и на неоднородностях решётки их энергия постоянно перераспределяется в равновесную тепловую подсистему [17].

Если работа необратимо расходуется не только на разогрев, но и на создание высокоэнергетических структурных дефектов в объёме твёрдого тела (например, дополнительных границ раздела или дислокаций в процессе МПД), то в данном случае имеем [25]:

$$\sigma_{ij} \delta \varepsilon_{ij}^n = T \delta s'' + \varphi_m \delta h_m, \quad (3)$$

где средняя энергия φ_m и объёмная плотность h_m дефектов m типа — сопряжённая пара термодинамических переменных, которая характеризует дефектность материала. Индекс m принимает значения $1, 2, \dots, M$, где M — число типов структурных дефектов, образующихся в процессе МПД. Соотношение (3) можно рассматривать как закон преобразования или сохранения энергии для внутренних степеней свободы в элементарных актах с учётом всех основных каналов диссипации.

Итоговое термодинамическое тождество без учёта неравновесной теплоты $T^* \delta s^*$ имеет вид [29]:

$$du = \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^e + T ds + \varphi_m dh_m. \quad (4)$$

Уравнение (4) выражает объединённый (первый и второй) закон термодинамики в форме равенства (обобщённое соотношение Гиббса). В общем случае оно является неким приближением, поскольку учитывает не все возможные каналы диссипации, а только некоторые основные. При правильном выборе основных каналов диссипации соотношения могут быть достаточно точными.

Приращения независимых термодинамических переменных ε_{ij}^e , s и h_m в (4) являются полными дифференциалами. Следовательно, внутренняя энергия является функцией этих переменных, и они в данном приближении полностью определяют состояние системы. Сопряжённые им дуальные переменные σ_{ij} , T и φ_m вычисляются путём простого дифференцирования внутренней энергии.

Переменную φ_m можно интерпретировать как неравновесную энергию (или неравновесный химический потенциал) дефекта m типа, которая может принимать как положительные, так и отрицательные значения, но в стационарных состояниях должна быть только положительной (наблюдаемой) величиной. Если текущее состояние не совпадает со стационарным, то переход к стационарному состоянию можно описывать уравнениями типа Ландау — Халатникова, но в терминах внутренней энергии:

$$\frac{\partial h_m}{\partial t} = \gamma_m \left(\frac{\partial u}{\partial h_m} - \varphi_{ms} \right) = \gamma_m (\varphi_m - \varphi_{ms}). \quad (5)$$

Здесь производные от внутренней энергии по неравновесным переменным суть обобщённые термодинамические силы, γ_m — кинетические коэффициенты, φ_{ms} — энергия дефекта в стационарном состоянии. При наличии соответствующих методик она может быть измерена экспериментально.

5. Структурные модели специфических эффектов при мегапластической деформации

Ниже мы рассмотрим наиболее значимые структурные модели, предложенные к настоящему времени для описания специфических особенностей МПД, упомянутых в разделе 2. Отметим, что все они за редким исключением сформулированы в своё время с единственной целью корректного описания явления фрагментации исходных кристаллов с образованием сильно разориентированных деформационных фрагментов малого размера.

5.1. Фрагментация

Узловой задачей теоретического описания процессов, протекающих при МПД, является объяснение эффекта фрагментации — снижения среднего размера зёрен (фрагментов) по мере эволюции МПД и выхода его на насыщение при размере около 0,1–0,2 мкм.

Суть предлагаемого подхода в рамках механики пластического течения заключается в рассмотрении монотонных и немонотонных процессов пластического течения, по-разному влияющих на микроструктуру и физико-механические свойства материалов [38, 39]. При монотонных процессах компоненты девиатора напряжений монотонно увеличиваются пропорционально одному параметру, тогда как главные оси тензоров напряжений и тензоров скорости деформации всегда совпадают с одними и теми же главными геометрическими осями материала. Примерами таких процессов являются одноосное растяжение и сжатие, а также продольная прокатка и волочение. Как считают авторы вышеупомянутых работ [38, 39], а также некоторые другие авторы, после монотонной деформации в материалах формируются слабо разориентированная ячеистая субструктура и микрополосы деформации. В результате немонотонной деформации в металлах образуются сильно разориентированные нанозёрна, что обеспечивает их высокие механические и функциональные качества. Исходя из закономерностей механики пластической деформации различие формирующихся микроструктур определяется различными скалярными и векторными характеристиками монотонных и немонотонных деформаций. В первом случае в материале происходит монотонное накопление деформации, а во втором — накапливаются большие деформации и реализуются вращательные режимы, в результате чего образуются полосы сдвига с последующим формированием мелких (0,1–0,2 мкм) фрагментов, разделённых высокоугловыми границами [38]. Предполагается, что в случае немонотонных процессов главные оси тензоров деформации поворачиваются на большие углы относительно своей собственной системы координат из-за эффекта вращательной составляющей деформации [40, 41]. К таким процессам относятся РКУП, КВД и экструзия кручения.

Значительная немонотонность нагрузки характеризуется большой кривизной или изгибами путей нагружения. Частным случаем сложного нагружения является простой сдвиг с большой эквивалентной деформацией [42], который предполагается основным механическим способом деформации в вышеупомянутых процессах МПД. По мнению сторонников данной концепции, основной особенностью формирования микроструктуры металлических материалов, определяющей простой сдвиг, является то, что, в отличие от чистого сдвига, он

приводит к раннему образованию полос сдвига и их дальнейшему превращению в деформационные фрагменты [43].

Авторы работы [38] предлагают процессы монотонной деформации, при которых эффекты фрагментации не наблюдаются, называть "большими пластическими деформациями", а процессы немонотонной деформации, приводящие к деформационной фрагментации, — "интенсивными пластическими деформациями". Тем самым они не только не проясняют общей картины, но ещё более усложняют понимание физических процессов, протекающих при значительных деформациях, и создают немалую путаницу. Во-первых, термин "большая пластическая деформация" уже был использован Бриджменом для описания процессов, ведущих к обнаруженной им деформационной фрагментации [44]. Во-вторых, гипотеза авторов [38] о том, что эффекты деформационной фрагментации можно реализовать только при определённых схемах напряжённого состояния в условиях немонотонной деформации и простого сдвига, является в принципе ошибочной. Фрагменты, разделённые высокоугловыми границами, неоднократно наблюдались при прокатке и других видах монотонных деформаций в многочисленных работах (в частности, П.У. Бриджмена [9, 44] при сжатии и В.В. Рыбина [45] при прокатке), демонстрируя тем самым неприемлемость вышеизложенного подхода в рамках механики пластической деформации.

В обзорах [46, 47] детально рассмотрены аналитические и численные подходы к моделированию структурных перестроек в процессе МПД в рамках исключительно дислокационных представлений. Обращено особое внимание на существенное влияние процессов выделения тепла и динамической рекристаллизации. Вместе с тем, достигнуть полного и однозначного описания особенностей механического поведения материалов в процессе МПД в рамках только дислокационных представлений не удаётся.

Наиболее физически корректную и стройную концепцию природы фрагментации при МПД предложил В.В. Рыбин [45] и его последователи [48]. На основе представлений о доминирующей роли дисклинационной моды при осуществлении МПД и связанных с ней процессов фрагментации им удалось корректно описать явления, протекающие при значительных степенях деформации, близких к $e = 1$. На рисунке 3 представлено электронно-микроскопическое изображение дисклинаци-

онного диполя на стадии формирования фрагментированной структуры при холодной прокатке молибдена. В соответствии с дисклинационной концепцией, размер фрагментов — основных структурных элементов — по мере увеличения деформации плавно снижается, достигая минимального значения порядка 0,2 мкм, после чего остаётся постоянным. Стадия активной фрагментации была определена как *развитая пластическая деформация*. Это по существу означает, что переход в область наноструктурного состояния и получение размера фрагментов (зёрен) менее 100 нм (0,1 мкм) при действии дисклинационной моды на стадии развитой деформации вряд ли возможно. Анализ многочисленных экспериментальных данных, особенно для кристаллов с объёмноцентрированной кубической (ОЦК) решёткой, привёл В.В. Рыбина к представлению о предельной (критической) фрагментированной структуре, дальнейшая эволюция которой в рамках дисклинационной моды становится невозможной [45]. Очаги разрушения образуются по границам фрагментов, разделяющих области, как правило, свободные от дислокаций. Критическая фрагментированная структура является, по мнению автора [45], конечным продуктом пластической деформации, она не способна сопротивляться усиливающемуся воздействию внешних и внутренних напряжений и должна вести к разрушению. Вышеописанные критические фрагментированные структуры формировались при $e \leq 2$ для случая одноосного растяжения или прокатки ОЦК металлов. Возникает вопрос: каким образом удаётся на стадии МПД достичь в процессе многочисленных экспериментов гораздо более существенных деформаций? К сожалению, теория развитой пластической деформации не даёт ответа на вопрос о том, почему после неё наступает стадия МПД. Ещё одна "нестыковка" модели В.В. Рыбина с экспериментом заключается в том, что в соответствии с его теорией максимум кривой распределения деформационных фрагментов по углам разориентировки должен плавно смещаться к большим значениям по мере роста величины МПД. На самом же деле на кривой распределения по мере роста деформации появляется второй максимум, соответствующий углу разориентировки между фрагментами около 60° [49]. Это, очевидно, указывает на существование альтернативного механизма фрагментации, связанного с протеканием процессов непрерывной динамической рекристаллизации [50].

Другое объяснение фрагментации было предложено в работах [51, 52]. Согласно их теоретическим представлениям, в процессе МПД на границах зёрен накапливаются различного рода дефекты дислокационного и дисклинационного типов, создавая мощные напряжения внутри зерна. Последние индуцируют создание коллективных мод движения дислокаций в форме оборванных границ, которые, запутываясь в процессе движения, ведут к измельчению зёрен. Условие фрагментации формулируется в виде требования, чтобы интенсивность создаваемых стыковыми дисклинациями полей внутренних напряжений σ_i была выше пластического предела в зёрнах σ_1 , т.е. $\sigma_i \geq \sigma_1$. Для этого мощность стыковых дисклинаций должна быть выше некоторого предела, $\omega \geq \omega^*$. При измельчении зёрен происходит смена механизма аккомодации путём генерации оборванных границ на механизм быстрой диффузии. В рамках предложенного подхода чрезвычайно широкое распространение получила гипо-

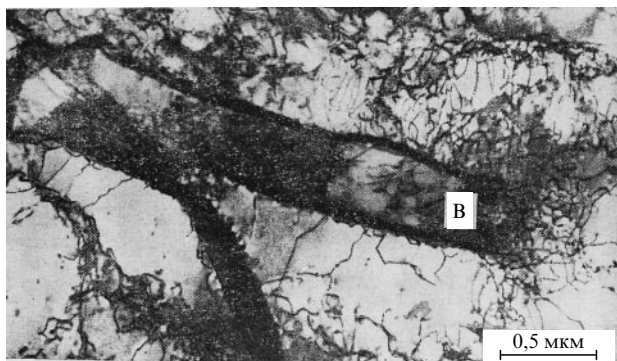


Рис. 3. Дипольная конфигурация (В), состоящая из двух оборванных границ наклона в деформированном прокаткой молибдене на стадии развитой пластической деформации. (Просвечивающая электронная микроскопия [45].)

теза о том, что в результате МПД образуются "особые" неравновесные границы зёрен [53]. Эти границы, по мнению ряда авторов, ответственны за аномальные явления проскальзывания, диффузии, взаимодействия с решётчными дефектами и, как следствие, могут отвечать за высокие значения прочности и пластичности.

Известна также теория фрагментации дислокационных структур, базирующаяся на представлениях о самоорганизации дислокаций [54]. Изгибные и крутящие напряжения и деформации, возникающие в процессе РКУП, приводят к генерации большого количества геометрически необходимых дислокаций, поведение которых после их возникновения практически не отличается от поведения хаотически возникших дислокаций. Автор распространил идеи, развитые им ранее для описания формирования ячеистой структуры [55], на описание формирования более крупного дефекта, каковым является граница зерна.

В.Е. Паниным и его учениками предложена теория сильно возбуждённых атом-вакансионных состояний в твёрдом теле [56]. Авторы своеобразно трактуют известный из термодинамики факт: неравновесная (сильно возбуждённая) система должна характеризоваться большим набором независимых параметров [57]. Авторы впервые высказали и обосновали вывод о том, что в условиях сильного возбуждения за исходное нужно принимать состояние, характеризующее максимумом неравновесного термодинамического потенциала. Такой вывод достаточно корректно согласуется с положениями НЭТ, где устойчивые стационарные состояния также связываются с максимумами некоторых неравновесных термодинамических потенциалов в форме эффективной внутренней энергии [58].

Среди работ, близких по идейным основам к концепции НЭТ, следует отметить работы [59, 60]. Кинетика образования структурных уровней в данной концепции базируется на принципах самоорганизации и использовании трёхпараметрической системы уравнений Лоренца, первоначально предназначенных для описания других физических явлений. Общая теория в основном применялась для описания явления, близкого по природе к МПД (для моделирования сверхтонкой смазки).

Среди других методов моделирования процессов, протекающих при МПД, можно отметить метод RVA (Refinement Void Accumulation) [61]. Здесь из простых эвристических соображений постулируется система кинетических уравнений для основных характеристик процесса, при этом предельное значение среднего размера зерна (деформационного фрагмента) фактически вводится как отдельный определяющий параметр, а не выводится как решение системы кинетических уравнений. Кроме того, можно отметить метод мезоскопической неравновесной термодинамики [62].

Явление фрагментации можно рассмотреть в рамках НЭТ, анализируя зависимость внутренней энергии от её структурных параметров, и предсказать эффект фрагментации в рамках "двухдефектной" модели [29]. На определённой стадии МПД происходит интенсивное размножение дислокаций, которые затем являются строительным материалом для роста объёмной плотности границ зёрен (деформационных фрагментов). Это ведёт к измельчению структуры при условиях, когда в процессах МПД принимают участие главным образом два вида дефектов (дислокации и деформационные фраг-

менты). Позднее была развита "трёхдефектная" модель, где в качестве дополнительного дефекта структуры была принята во внимание микропористость [35].

Систему эволюционных уравнений (5) можно записать в явном виде [30, 63]:

$$\frac{\partial h_D}{\partial t} = \gamma_D(\varphi_{0D} - \varphi_{1D}h_D + \varphi_{gD}h_g) + f_D, \quad (6)$$

$$\frac{\partial h_g}{\partial t} = \gamma_g(\varphi_{0g} - \varphi_{1g}h_g + \varphi_{2g}h_g^2 - \varphi_{3g}h_g^3 + \varphi_{gD}h_D) + f_g. \quad (7)$$

Здесь осуществлён переход к эффективному потенциалу внутренней энергии $u_{\text{eff}} = u - \varphi_{ms}h_m$ [63, 64]. Кроме того, для общности рассмотрения в правые части уравнений добавлены регулярные или случайные источники дефектов соответствующего типа. С их помощью можно моделировать воздействие ультразвука или влияние стохастичности на активацию процессов генерации структурных дефектов. Здесь и ниже будем полагать $f_D = f_g = 0$.

Приравнявая правые части нулю, получаем условия для нахождения стационарных значений плотности структурных дефектов:

$$\varphi_{0D} - \varphi_{1D}h_D + \varphi_{gD}h_g = 0, \quad (8)$$

$$\varphi_{0g} - \varphi_{1g}h_g + \varphi_{2g}h_g^2 - \varphi_{3g}h_g^3 + \varphi_{gD}h_D = 0.$$

Каждое слагаемое в уравнениях (6), (7) моделирует определённый уровень термодинамического процесса при МПД. Положительные слагаемые отвечают за генерацию структурных дефектов, отрицательные — за их аннигиляцию. Чередование знаков реализует принцип, согласно которому термодинамический процесс более высокого уровня направлен против процесса более низкого уровня. Знаки коэффициентов могут измениться в процессе эволюции системы, что соответствует структурному переходу, например, из состояний с крупным зерном в состояния с мелким зерном.

Наличие пластического течения предопределяет существование постоянного источника структурных дефектов (первые положительные слагаемые в (6) и (7)). С повышением плотностей структурных дефектов растёт и степень неравновесности системы, что приводит к инициации противоположно направленных релаксационных процессов (вторые отрицательные слагаемые в (6) и (7)). К таковым следует, например, отнести низкотемпературную рекристаллизацию.

С ростом плотности структурных дефектов возрастает роль вкладов, вносимых членами более высокой степени, в уравнениях (6) и (7). Вначале активизируются процессы низкотемпературной рекристаллизации, пропорциональные φ_{1D} и φ_{1g} . Затем в случае границ зёрен активизируются процессы фрагментации и рекристаллизации более высокого уровня, пропорциональные φ_{2g} и φ_{3g} , связанные с вкладом дисклиний [65]. Переход от крупнофрагментированной структуры, формирующейся за счёт вкладов φ_{0g} и φ_{1g} , к микрофрагментированной структуре, формирующейся в основном за счёт вкладов φ_{2g} и φ_{3g} , происходит относительно резко по сценарию фазового перехода.

5.2. Отсутствие стадии деформационного упрочнения

На рисунке 4 показаны кривые пластического течения в условиях КВД в камере Бриджмена, снабжённой датчи-

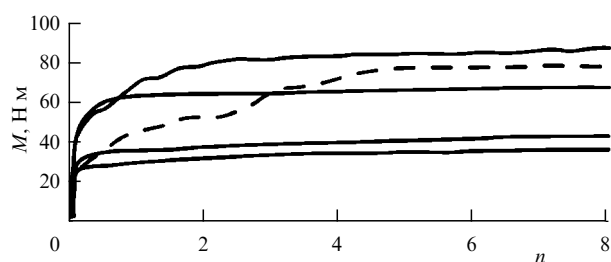


Рис. 4. Изменение крутящего момента M в процессе КВД при давлении 3 ГПа; 1 — латунь (Cu-42 % Zn); 2 — компактный порошок Cu + 42 % Zn; 3 — медь; 4 — алюминий; 5 — цинк [66].

ками, измеряющими момент кручения $M = f(n)$, где n — число полных оборотов подвижной наковальни в камере Бриджмена (мера величины пластической деформации в условиях МПД). Измерения проводились при комнатной температуре и при квазигидростатическом давлении 3 ГПа [66]. Для поликристаллического сплава Cu-42 % Zn (латунь), а также для меди, алюминия и цинка стадия деформационного упрочнения полностью отсутствует, что характерно для МПД. Обращает на себя внимание чёткая фиксация стадии деформационного упрочнения при МПД смеси порошков меди и цинка в условиях механоактивации (см. рис. 4). Это, безусловно, свидетельствует, помимо всего прочего, о заметных различиях в природе процессов МПД и механоактивации. Главные отличия — при механоактивации уровень внешних напряжений существенно ниже, чем при МПД, но процессы химического взаимодействия на поверхности отдельных порошинок протекают существенно активнее, чем на внутренних поверхностях раздела в ходе МПД. К сожалению, многие исследователи пренебрегают данным обстоятельством и фактически отождествляют два процесса, заметно различающихся по своей физико-химической природе [24, 51, 58].

Отсутствие деформационного упрочнения при МПД, безусловно, связано с существенным усилением эффективности релаксационных процессов по сравнению с релаксационными процессами, протекающими при обычной макроскопической деформации [67]. Из кинетических зависимостей плотности дислокаций и границ деформационных фрагментов, рассчитанных с помощью НЭТ

(рис. 5а), видно, что их динамика тесно связана. В начале процесса МПД интенсивно размножаются дислокации, в связи с чем повышается предел текучести (рис. 5б), а вместе с ним и действующие напряжения. Это подготавливает условия для инициирования роста плотности границ фрагментов и провоцирует начало соответствующего структурного фазового перехода. К моменту такого плотность дислокаций уже выходит на стационарное плато, однако за счёт влияния возросшего количества границ фрагментов снова демонстрирует положительную динамику роста. Дислокации "реагируют" на резкое возрастание плотности границ фрагментов, но в несколько меньшей степени по сравнению с их ростом на начальной стадии МПД.

Стадийность деформации проявляется также и в изменении характера закона упрочнения на разных стадиях процесса. На первой стадии (рис. 5б, область 1) закон упрочнения может быть аппроксимирован соотношением Холла – Петча. В области В, которая соответствует наиболее "быстрой" фазе деформации, закон упрочнения может быть аппроксимирован линейной зависимостью. Именно такой характер изменения закона упрочнения в зависимости от стадии деформации отмечался в экспериментальной работе [68]. Скорость процесса в рамках выявленных закономерностей упрочнения неодинакова. На начальной стадии, когда идёт интенсивное размножение дислокаций (левее точки А), процесс протекает быстро, потом после выхода плотности дислокаций на стационарный режим (в области точки А) он замедляется. На стадии интенсивного размножения границ фрагментов (в области точки В) он снова ускоряется, а когда система выходит на стационарный режим по обоим типам дефектов (точка С), процесс не просто замедляется, а полностью останавливается (сгущение точек, предельное состояние). Таким образом, хотя наклон кривой в целом демонстрирует тенденцию системы к упрочнению материала, скорость этого упрочнения в точке С равна нулю, и фактически в предельном (стационарном) состоянии деформационное упрочнение материала не наблюдается. Благодаря обратной связи система приобретает черты синергизма, следствием которого является самосогласованный выход системы на ста-

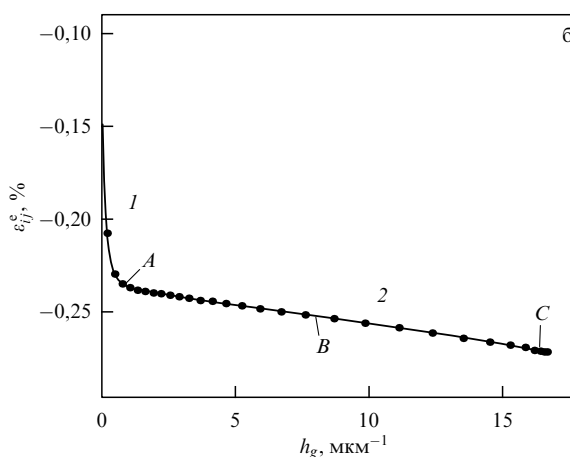
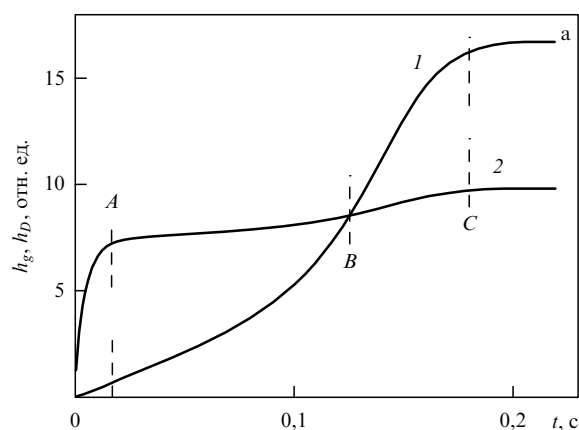


Рис. 5. (а) Кинетика изменения плотности дефектов (границ деформационных фрагментов (1) и дислокаций (2)) в ходе МПД. (б) Закон упрочнения Холла – Петча (1) и линейного упрочнения (2). Точки на кривых нанесены через равные промежутки времени; позиции А, В, С указывают на общие фрагменты на графиках (а) и (б) [67].

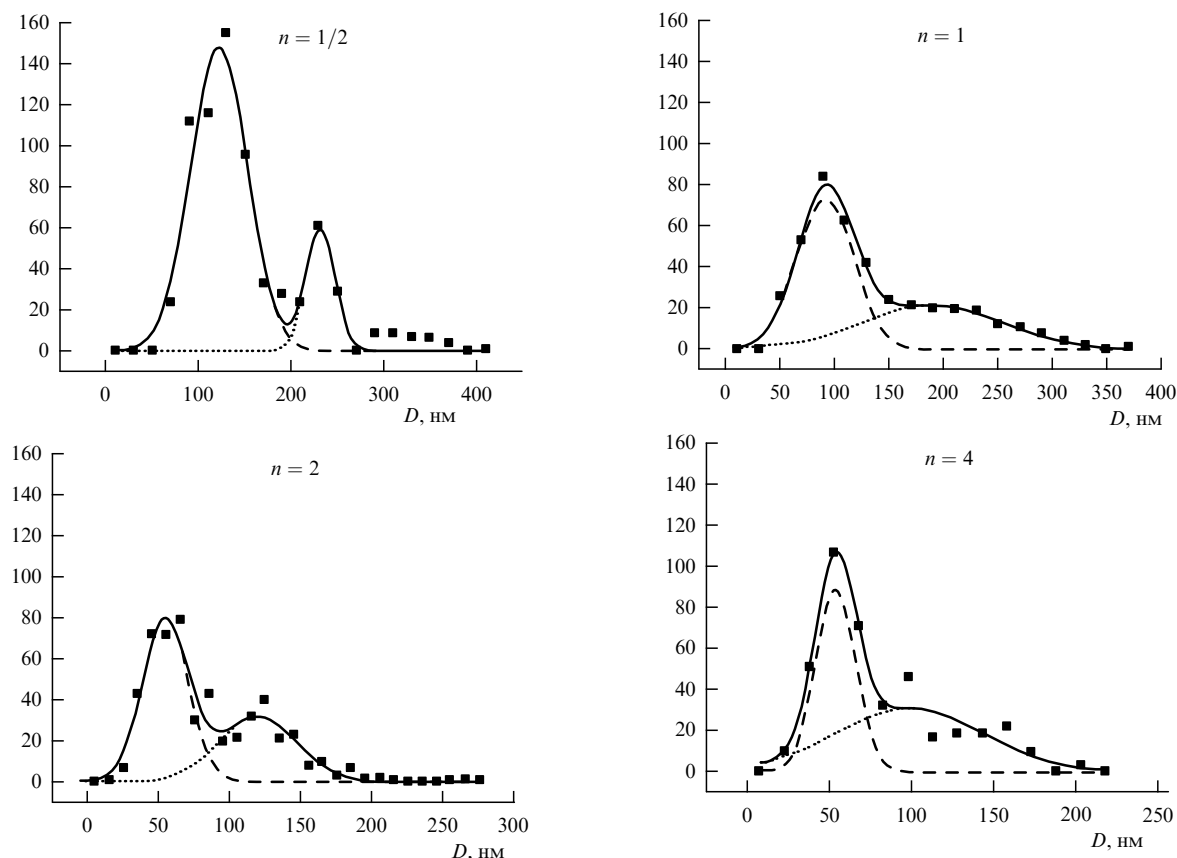


Рис. 6. Ненормированное распределение вероятностей размеров рекристаллизованных зёрен (РЗ) и деформационных фрагментов (ДФ) и их разделение на два гауссовых распределения после МПД с различными значениями полных оборотов n для сплава FeNi (50H). Сплошная линия — общая гистограмма, штриховая линия — ДФ, пунктирная линия — РЗ [77].

ционарное состояние. В стационарном состоянии макроскопические параметры системы, плотности структурных дефектов перестают меняться, в том числе не меняется и предел текучести, и дальнейшая реализация МПД не приводит к деформационному упрочнению материала.

5.3. Низкотемпературная динамическая рекристаллизация

В литературе содержится большое число экспериментальных доказательств того, что в процессе МПД реализуется динамическая рекристаллизация в условиях низкой диффузионной подвижности атомов при комнатных и даже более низких температурах (заметно ниже $0,3T_{пл}$) [69, 70]. При этом процесс динамической рекристаллизации осуществляется, как правило, без образования зародышей новых зёрен [71] (в соответствии с терминологией, предложенной в монографии [72] — непрерывная динамическая рекристаллизация). В работе [73] рассмотрена геометрическая концепция непрерывной динамической рекристаллизации применительно к условиям, близким к тем, которые реализуются при МПД.

Характерной особенностью структуры металлических материалов после МПД является существование больших локальных разориентировок, соответствующих высокоугловым границам зёрен [74]. Именно такие границы, по общему мнению, в значительной мере определяют уникальные свойства материалов после МПД [75]. Высокоугловые границы, как установлено, разделя-

ют два различных по своему происхождению типа кристаллических областей, сформировавшихся при МПД: деформационные фрагменты (ДФ) и рекристаллизованные зёрна (РЗ) [76]. ДФ образованы в результате процессов фрагментации (см. раздел 5.1), а РЗ — в результате непрерывной динамической рекристаллизации непосредственно в процессе МПД.

На рисунке 6 представлены гистограммы распределения размеров РЗ и ДФ, полученных после МПД однофазного поликристаллического сплава FeNi (твёрдый раствор с гранецентрированной кубической (ГЦК) структурой) по специально разработанной методике просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) для различного числа полных оборотов n подвижного бойка камеры Бриджмена [77]. В качестве характерного размера структурного элемента была выбрана величина $D = \sqrt{S}$, где S — площадь изображения зерна или фрагмента. Анализ всех полученных распределений показывает наличие двух максимумов (бимодальное распределение), параметры которых изменяются в зависимости от величины деформации, при этом, однако, бимодальный характер распределений сохраняется.

В рамках одной из предложенных базовых концепций (см. раздел 3) при МПД существуют дополнительные каналы релаксации (диссипации) механической энергии [22]. Кроме того, как мы отмечали ранее, в ряде экспериментов было убедительно показано, что процессы МПД при комнатной температуре в металлах и сплавах сопровождаются динамической рекристаллизацией. Темнопольные электронно-микроскопические изображения

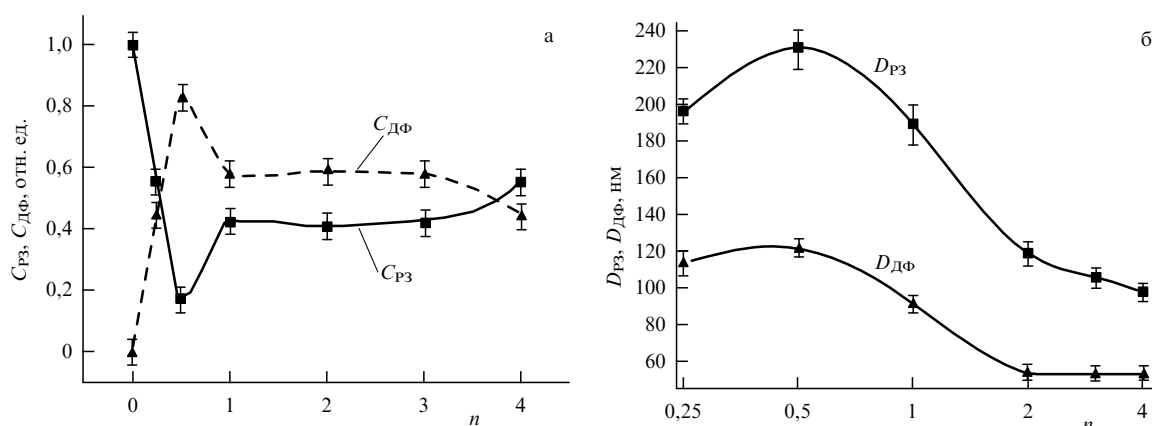


Рис. 7. Изменение объёмной доли C_{P3} и C_{DF} (а) и среднего размера D_{P3} и D_{DF} (б) для рекристаллизованных зёрен (P3) и деформационных фрагментов (ДФ) соответственно в зависимости от числа полных оборотов n в сплаве FeNi (50H) [78].

структуры чётко выявляют отдельные зёрна, имеющие форму почти правильных шестигранников и низкую плотность дефектов, что свидетельствует об образовании таких зёрен в процессе динамической рекристаллизации путём миграции высокоугловых границ или путём кооперативного поворота отдельных фрагментов в условиях высокой концентрации точечных дефектов и больших градиентов внутренних напряжений [78]. В то же время, некоторые области (фрагменты) имеют неправильную форму, содержат высокую плотность дефектов и заметные локальные искажения, что безусловно свидетельствует об их образовании при деформационной фрагментации [77].

Гистограммы, представленные на рис. 6, являются комбинированными и состоят из двух гистограмм распределения P3 и ДФ, имеющих различную природу своего образования. Из анализа электронно-микроскопических изображений вытекает [78], что распределение, обозначенное штриховыми линиями, соответствует ДФ, а распределение, обозначенное пунктирными линиями, соответствует P3. Далее путём расчёта относительных площадей под гауссовыми распределениями была определена относительная доля объёма, занятая деформационными фрагментами C_{DF} и рекристаллизованными зёрнами C_{P3} для каждого режима деформирования (рис. 7а), а также средний размер областей, соответствующий деформационным фрагментам D_{DF} и рекристаллизованным зёрнам D_{P3} (рис. 7б). С увеличением n (n — число оборотов подвижной наковальни) значение C_{DF} сначала резко возрастает, достигая 0,8, а затем плавно снижается, соответствуя практически постоянному (стационарному) значению 0,6. Значение C_{P3} , включающее, очевидно, не только рекристаллизованные, но и исходные зёрна, сначала резко снижается до 0,2, а затем возрастает до значения 0,4 и также остаётся практически постоянным по мере роста n . Параметр $k = C_{P3}/C_{DF}$ при $n > 1$ является важной структурной константой и зависит от природы материала и параметров МПД, определяя в значительной степени его физико-механические свойства. В процессе МПД наблюдается динамическое равновесие между структурными превращениями "ДФ \rightarrow P3". Зависимости $D(n)$ в соответствии с рис. 7б имеют симбатный характер: значения D_{DF} и D_{P3} плавно снижаются до 50 и 100 нм соответственно, а затем при $n > 2$ практически не меняются.

По мере роста величины МПД наблюдается строгая линейная корреляция между увеличением в структуре доли зёрен, сформировавшихся при динамической рекристаллизации, и высокоугловых границ зёрен ($\varphi > 40^\circ$), измеренных методом дифракции обратно рассеянных электронов [79]. Такой результат однозначно свидетельствует о том, что именно процесс динамической рекристаллизации, а не деформационной фрагментации ответствен за формирование в структуре материала, прошедшего МПД, достаточно большого количества высокоугловых границ зёрен. Отметим два важных обстоятельства.

1. Максимум в распределении высокоугловых границ зёрен приходится на значения углов разориентировки $\varphi = 45^\circ - 55^\circ$, которые соответствуют наибольшей подвижности высокоугловых границ и, следовательно, наиболее эффективному росту зародышей рекристаллизации [80].

2. По мере снижения минимального значения φ при построении параметрических зависимостей $\alpha(C_{P3})$ ($\alpha_{50} \rightarrow \alpha_{20}$) происходит снижение коэффициента линейной корреляции [81], что безусловно свидетельствует о всё возрастающем вкладе процессов динамической фрагментации в формирование границ зёрен со средним и малым углом разориентировки.

Резкое возрастание объёмной доли ДФ, для которых характерны высокие значения полей внутренних напряжений, соответствует столь же интенсивному возрастанию значений коэрцитивной силы H_c . Структурно-чувствительные прочностные и магнитные свойства однофазных материалов, прошедших МПД, определяются отношением объёмных долей, приходящихся на ДФ и P3, $k = C_{DF}/C_{P3}$. Чем выше значение k , тем выше прочность (микротвёрдость) и магнитная жёсткость ферромагнетика. В данной работе и в проведённом исследовании на технически чистом железе [76] значение k оказалось близко к единице. Можно также предполагать, что повышение объёмной доли рекристаллизованных зёрен (более низкие значения k) могут соответствовать повышению пластичности материалов, прошедших МПД.

Таким образом, мы можем рассматривать структуру после МПД как "двухфазную смесь", состоящую из ДФ и P3. Более того, наличие в структуре материала, прошедшего МПД, большой плотности высокоугловых границ зёрен обусловлено главным образом протеканием процессов динамической рекристаллизации. От-

жиг структуры "двухфазной смеси" приводит к протеканию процессов первичной рекристаллизации, которые приводят к существенному увеличению среднего размера РЗ, тогда как средние размеры ДФ почти не изменяются [82]. По существу, первичная рекристаллизация при отжиге реализуется за счёт увеличения размеров РЗ, возникших в процессе МПД, а ДФ в процессе участия не принимают. Причина, скорее всего, заключается в том, что границы ДФ возникают по дисклинационному механизму, характеризуются малой подвижностью и не способны к активной миграции. ДФ могут принять участие в процессе первичной рекристаллизации, если они предварительно рекристаллизуются, но не по механизму миграции границ, а по механизму коалесценции [72, 80]. Аналогичные зависимости в рамках модели "двухфазной смеси" были получены на сплавах FeCo–V [83], Fe–Si [84] и на технически чистом титане [85].

Чрезвычайно важным представляется вопрос о том, какова структурная модель перестройки ДФ, обладающих большими внутренними напряжениями, в РЗ, границы которых не содержат таковых, непосредственно в процессе МПД в условиях ограниченной диффузионной подвижности. В работах [86, 87] методом компьютерного моделирования показано, что структура ДФ может перестраиваться при ультразвуковом воздействии путём консервативной перестройки дислокаций и частичных дисклинаций. Такая перестройка в результате приводит, по существу, к формированию РЗ по механизму непрерывной динамической рекристаллизации. В случае МПД этому процессу должен способствовать наблюдающийся эффект резкого повышения диффузионной подвижности атомов, природа которого будет рассмотрена в разделе 5.4.

5.4. Аномально высокая диффузионная подвижность атомов

Как показывают многочисленные эксперименты, атомная диффузия в процессе МПД протекает на 10–20 порядков быстрее и при существенно более низкой температуре (вплоть до 77 К) по сравнению с нормальным диффузионным массопереносом при обычных термических и деформационных воздействиях [88, 89]. Все попытки проанализировать такое уникальное явление основаны на классических моделях ускорения диффузии в присутствии разного рода стационарных и мигрирующих дефектов решётки [90]. Как теоретически показано в работах [91, 92], с увеличением МПД в структуре происходит образование очень большого числа неравновесных точечных дефектов (вакансий и краудионов), способных при деформации стимулировать протекание диффузионных фазовых превращений с ускоренной диффузией атомов по движущимся и стационарным неравновесным границам зёрен, тройным стыкам, а также по отдельным дислокациям [93–95]. Некоторые явления аномального расслоения и распада в отдельных сплавах в процессе МПД могут быть количественно объяснены в рамках представлений о диффузии по мигрирующим дефектам, однако при этом явно игнорируется то обстоятельство, что аналогичные процессы миграции дефектов, как правило, протекают и при обычных макроскопических деформациях, где, тем не менее, аномально высокий диффузионный массоперенос практически не зафиксирован. Помимо всего прочего, в условиях протекания МПД, далёких от равновесных, законы диффузии вряд ли будут идентичны тем, которые действуют в условиях,

близких к термодинамическому равновесию, и были не совсем корректно использованы при теоретических оценках [96].

Аномалия диффузионного массопереноса при МПД, очевидно, определяется спецификой физических процессов, характерных именно для сильно неравновесных состояний. К сожалению, принципиально новых моделей, не связанных с ускорением диффузии на дефектах твёрдого тела, для МПД пока не предложено. Некоторое исключение представляет собой феноменологическая модель, сформулированная в работе [97] применительно к процессам облучения и активно используемая в работах [98, 99] для описания диффузионных процессов, протекающих при МПД. В рамках так называемой "баллистической" модели постулируются дополнительные атомные скачки, стимулирующие диффузию и зависящие только от интенсивности внешнего воздействия в условиях постоянства температуры. Следствием такой модели является существование эффективной температуры T_{eff} , описывающей смещение фазового состава твёрдого тела при МПД в высокотемпературную область диаграммы состояний, соответствующую положению T_{eff} для заданного химического состава. Например, смещение T_{eff} в область диаграммы состояний выше линии солидуса означает, что при МПД должна образоваться аморфная фаза [98].

В соответствии с основными принципами НЭТ (см. разделы 3 и 4) деформационная система в нашем случае является открытой и подчиняется законам неравновесной термодинамики [100]. Как следствие, возникают дополнительные каналы релаксации механической энергии, среди которых важную роль играют процессы выделения тепловой энергии. Это приводит к локальному и кратковременному повышению температуры, в свою очередь, способному вызвать аномально высокий диффузионный массоперенос. Теоретические и экспериментальные оценки показывают, что локальные и кратковременные (несколько микросекунд) повышения температуры способны достигать нескольких сотен градусов и тем самым существенно ускорять диффузионные процессы [101, 102]. Ещё одна возможная причина аномально высокой диффузионной подвижности атомов в процессе МПД связана с очень высокими градиентами упругих напряжений и деформаций, возникающих в процессе гигантских пластических деформаций [103]. Требуются, по-видимому, дополнительные оценки, основанные на экспериментально установленных градиентах, которые могли бы привести к ускорению диффузии при МПД, аналогичному эффектам "восходящей" диффузии. Не исключено, что колоссальные деформации, возникающие при МПД, могут порождать принципиально новые механизмы атомной диффузии, непосредственно связанные с коллективными модами пластической деформации.

Вопрос о диссипативном повышении температуры в процессе МПД носит дискуссионный характер. Одни исследователи считают, что эффект повышения температуры безусловно существует и его необходимо принимать во внимание [104, 105], а другие полагают, что он отсутствует или пренебрежимо мал [98, 106]. Безусловная правота первой группы исследователей доказана многочисленными экспериментами, среди которых следует особо выделить работы, выполненные на аморфных сплавах, где повышение температуры в сильно локализованных (и следовательно, сильно деформированных)

полосах деформационного сдвига приводит к "реперным точкам" — эффектам кристаллизации [107].

5.5. Циклический характер структурно-фазовых превращений

Классические представления о пластической деформации основываются на том, что чем выше степень пластической деформации, тем больше дефектов должен содержать деформируемый кристалл [108]. Первое исключение из этого правила возникло при осуществлении МПД с активным участием дисклинационных мод: фрагменты имели тонкие границы и были практически полностью свободны от дислокаций [109]. Однако при переходе в область МПД происходят кардинальные структурные перестройки за счёт активации дополнительных каналов диссипации механической энергии. О скачкообразном изменении структуры и свойств при переходе к МПД сообщали авторы работы [110]. Если рассмотреть конкретный микрообъём деформируемого образца, то вслед за динамической рекристаллизацией или аморфизацией процесс пластической деформации как бы начинается "с чистого листа" во вновь образовавшемся рекристаллизованном зерне или в области аморфной фазы. Далее в рассматриваемом микрообъёме под действием деформирующих напряжений снова происходит накопление дефектов, и процесс повторяется.

На рисунке 8 представлены расчётные кривые пластического течения, учитывающие существование канала диссипации и полученные для материалов с различной степенью подвижности дислокаций при различных температурах [111]. Видно, что при низких значениях барьера Пайерлса σ_s и при наличии эффективного канала диссипации кривая пластического течения имеет циклический характер с "длиной волны" $\Delta\epsilon$. Тот факт, что мы практически никогда не фиксируем подобных кривых течения в эксперименте, не противоречит подобному рассмотрению. Процесс пластического течения на всех этапах своего развития протекает крайне неоднородно, и различные области деформируемого кристалла находятся на различных этапах своей эволюции.

Здесь следует особо остановиться на результатах редко цитируемой работы В.А. Лихачева с сотрудниками [112], в которой проводили МПД медной проволоки ($e = 1,6$ и $3,7$). Авторы наблюдали циклическость в изменении структуры по мере увеличения деформации: фрагментированная структура ($d = 0,2$ мкм) \rightarrow рекри-

сталлизованная структура \rightarrow фрагментированная структура ($d = 0,1$ мкм), где d — средний размер фрагментов. Интересно отметить, что фрагментированная структура "второго поколения" была в два раза более дисперсной по сравнению со структурой "первого поколения". В принципе это предполагает достижение наноструктурного состояния ($d \leq 0,1$ мкм) в третьем и последующих циклах.

Рассмотрим "дорожную карту", реализующуюся при МПД чистых металлов и твёрдых растворов [68, 113]. Выход деформируемой системы на стационарный режим может осуществляться по двум возможным сценариям. В первом случае процессы деформационной фрагментации и динамической рекристаллизации полностью уравновешиваются, и система монотонно стремится к своему стационарному состоянию. Во втором случае полное равновесие не достигается, и процессы фрагментации сначала опережают процессы динамической рекристаллизации, а потом, наоборот, несколько отстают от них, что приводит к колебательному характеру эволюции деформируемой системы.

Если релаксация избыточной механической энергии осуществляется локально независимо от релаксации (диссипации) в других областях твёрдого тела, то в целом она будет иметь непрерывный, монотонный характер, и система будет эволюционировать непосредственно к своему равновесному состоянию по первому из вышеописанных сценариев. Если же релаксация имеет коррелированный лавинообразный характер, когда переход в равновесное состояние одной области твёрдого тела синхронизирует переход к равновесному значению параметров и переменных в других напряжённых областях, то твёрдое тело будет эффективно релаксировать, после чего начнётся стадия нового накопления механической энергии для следующего скачкообразного перехода. Если этот процесс будет достаточно выражен, то в целом релаксация будет иметь колебательный периодический характер в соответствии со вторым из вышеописанных сценариев (см. рис. 8).

Для описания подобных колебательных переходов на базе НЭТ в работе [113] была предложена модель эволюционных уравнений с инерцией (с памятью) (рис. 9). В первом приближении такая модель может быть применена для описания явлений, связанных с периодичностью процессов деформационной фрагментации и рекристаллизации зёрен. Учёт эффектов памяти (инерции) при деформационном структурообразовании приводит основные соотношения к виду, характерному для волновых уравнений с затуханием. В приближении одномодального распределения по размерам зёрен деформационная система постепенно, совершая затухающие колебания, выходит на стационарное значение структурных параметров. При этом в процессе МПД циклически меняются не только структурные параметры, но и прочностные свойства материала.

В исследовании [114] удалось обнаружить циклический характер структурно-фазовых превращений кристалл–аморфное состояние в сплаве $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$ при МПД. Ранее аналогичный эффект был обнаружен в экспериментах по механоактивации порошка интерметаллида Co_3Ti [115]. Подобная циклическость, т.е. тенденция к фазовому переходу из кристаллического состояния в аморфное и обратно, объясняет, на наш взгляд, кажущееся противоречие в экспериментальных результатах

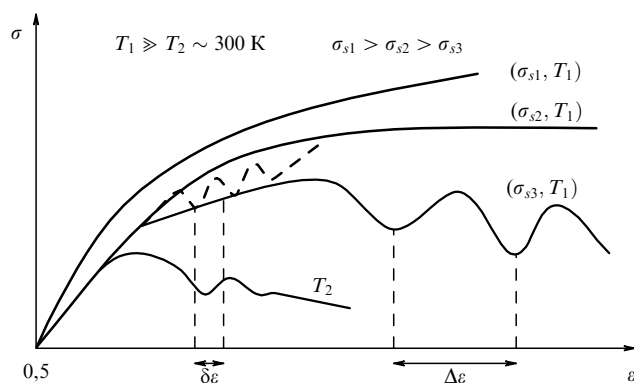


Рис. 8. Возможные виды кривых деформации на стадии МПД для материалов с различным барьером Пайерлса σ_s и при различных температурах [111].

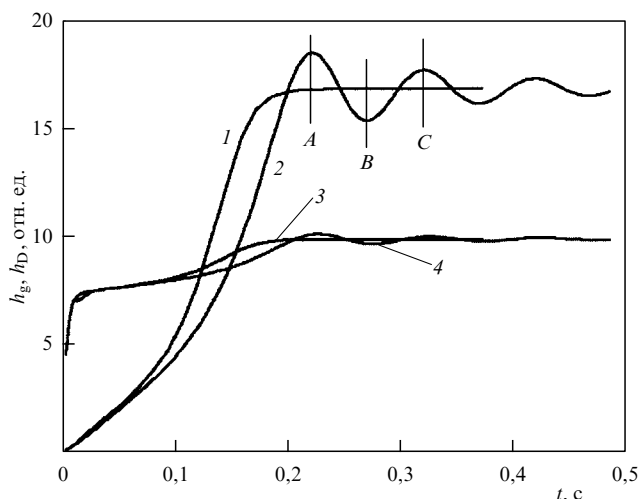
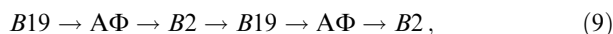


Рис. 9. Кинетические кривые образования дефектов различного типа; 1, 2 — плотность границ зёрен, 3, 4 — плотность деформационных фрагментов, 1, 3 — без учёта предыстории, 2, 4 — с учётом предыстории; А, В, С — экстремальные значения [113].

работ [116–118], с одной стороны, и работ [119–121], с другой стороны.

В литературе предполагается, что периодичность структурных изменений при МПД в общем случае определяется активацией различных каналов диссипации (релаксации) механической энергии, запасённой материалом в ходе деформации [111]. Очевидно, что обнаруженные в работе [122] особенности изменения структуры в кристаллическом сплаве $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$ в процессе МПД связаны с особенностями протекания прямых и обратных фазовых превращений как диффузионного, так и мартенситного типа.

В кристаллическом сплаве $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$ в ходе всё возрастающей деформации в камере Бриджмена наблюдается следующая последовательность фазовых переходов:



где АФ — аморфное состояние твёрдого тела.

Схема (9) даёт представление о природе циклических переходов при МПД из кристаллического состояния в аморфное и далее из аморфного в нанокристаллическое с последующим периодическим повторением процессов, но уже на наномасштабном уровне. Дальнейшие исследования позволили заключить, что следует учитывать не только величину средней деформации, но и её сильную неоднородность вдоль радиуса образца [123].

Вследствие структурной неоднородности деформации циклические аморфно-кристаллические фазовые переходы могут быть "рассогласованы" по объёму деформируемого материала, поскольку одновременно протекают в областях с различными величинами пластической деформации. Для получения информации об изменении локальных структур цилиндрического образца на разных расстояниях от его центра при КВД в камере Бриджмена в работе [123] проводилось исследование с использованием рентгеновской дифракции с пространственным разрешением в шести точках вдоль радиуса деформированного образца. Было использовано синхротронное излучение [124, 125] с длиной волны $\lambda = 0,688862 \text{ \AA}$ и с размером пучка $350 \times 350 \text{ мкм}^2$.

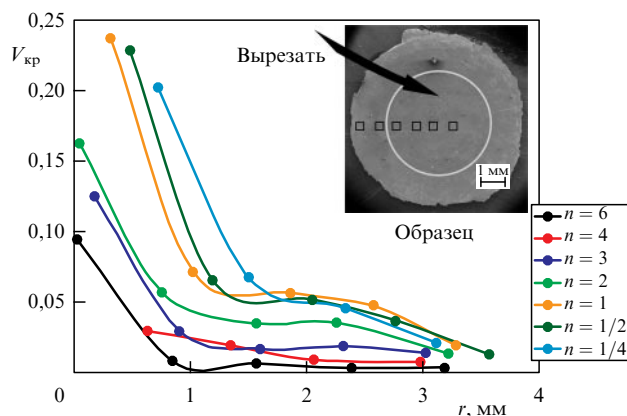


Рис. 10. Изменение объёмной доли кристаллов $V_{\text{кр}}$ при расстоянии от центра до края каждого образца после КВД сплава $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$; на вставке изображение образца с указанием точек съёмки дифрактограмм с пространственным разрешением [123].

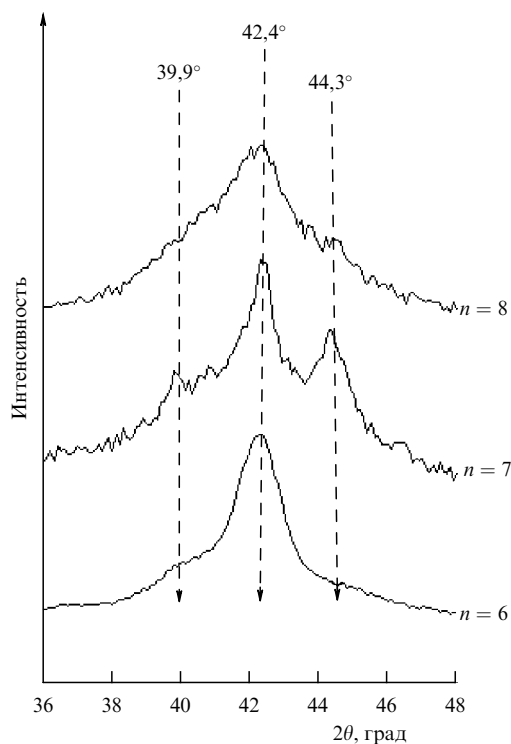


Рис. 11. Картина расщепления рентгеноаморфного гало в исходно кристаллическом сплаве $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$ после КВД ($n = 6–8$). Съёмка на излучении медного анода при комнатной температуре [122].

Данные, приведённые на рис. 10, свидетельствуют о том, что в ходе КВД на одном образце одновременно могут присутствовать области с различным содержанием объёмной доли кристаллической фазы. С увеличением деформации весь образец в среднем переходит практически полностью в аморфное состояние после $n \geq 4$. Однако при дальнейшем увеличении деформации до $n \geq 6$ картина заметно меняется [122]. При увеличении истинной деформации в исходно кристаллическом сплаве $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$ до $e = 3,5–4,0$ ($n = 6–7$) наблюдается расщепление рентгеноаморфного гало (рис. 11).

Дифракционная картина представляет собой суперпозицию по крайней мере трёх размытых кристалличе-

ских рефлексов, уширение которых связано как с малыми размерами кристаллов, так и с их деформационными искажениями. Размытые рефлексы принадлежат фазе B19, что указывает на активное развитие в процессе МПД мартенситного превращения $B2 \rightarrow B19$. При дальнейшем увеличении деформации до $n = 8-9$ ($e = 5,3$) повторно начинается процесс деградации мартенсита и переход к аморфному состоянию.

Сопоставляя экспериментальные результаты работ [126] и [122], можно констатировать, что обнаруженная в ходе МПД цикличность имеет затухающий характер. С увеличением деформации деградация и кристаллического, и аморфного состояний достигает высокой степени. В сплаве образуется так называемая "маргинальная" фаза [127], т.е. аморфная фаза, содержащая определённое количество нанокристаллов.

Аналогичные эффекты деформационно-индуцированных циклических фазовых переходов типа растворение – выделение нитридов в поверхностных слоях сплавов Fe–Cr–Ni–N были обнаружены в работе [128].

5.6. Обратимость структурно-фазовых превращений в зависимости от температуры и параметров мегапластической деформации

В работе [129] экспериментально с использованием метода EXAFS-спектроскопии было обнаружено влияние температуры при КВД на атомную структуру и тепловой эффект кристаллизации аморфных сплавов $Fe_{83-x}Ni_xB_{17}$, полученных закалкой из расплава. Установлено, что КВД при 293 К приводит к снижению теплового эффекта кристаллизации, а КВД при 77 К — наоборот, к его повышению независимо от состава сплавов. Структурные исследования показали, что КВД при 298 К приводит к более упорядоченному предельному (стационарному) состоянию системы (к частичной кристаллизации) исходных аморфных сплавов, а КВД при 77 К, наоборот, формирует более "идеальную" аморфную структуру (отсутствие ближнего порядка и повышенные значения координационных чисел у атомов железа в первой координационной сфере). Иными словами, изменение температуры деформации МПД приводит к своеобразной структурной обратимости процесса в зависимости от того, более высокой или более низкой энергией обладает стационарное состояние при данной температуре относительно исходного состояния аморфных сплавов после закалки из расплава. Структурная обратимость процессов растворения и выделения фаз в зависимости от температуры КВД была обнаружена также при выделении избыточных фаз в кристаллических твёрдых растворах на основе Fe–Ni [130] и Cu–Ag [131].

Внутренняя энергия аморфного материала может быть записана в виде

$$u(h_{STZ}, h_v) = u_0 + \sum_{m=STZ, v} \left(\Phi_{0m} h_m - \frac{1}{2} \Phi_{1m} h_m^2 \right) + \Phi_{STZv} h_{STZ} h_v, \quad (10)$$

где u_0 — внутренняя энергия "бездефектного" аморфного материала, h_{STZ} — плотность полос сдвига [132] или локальных зон сдвиговой трансформации [133, 134], которые являются, по существу, аналогами мезодислокаций; h_v — плотность вакансий, Φ_{0m} , Φ_{1m} , Φ_{STZv} — коэффициенты в степенном представлении внутренней

энергии. Последние могут зависеть от напряжений (упругих деформаций) и от температуры.

Исходя из принципа максимума неравновесного термодинамического потенциала (10) можно перейти к системе эволюционных уравнений типа Ландау – Халатникова для плотности каждого вида дефектов:

$$\frac{\partial h_{STZ}}{\partial t} = \gamma_{h_{STZ}} (\Phi_{0STZ} - \Phi_{1STZ} h_{STZ} + \Phi_{STZv} h_v), \quad (11)$$

$$\frac{\partial h_v}{\partial t} = \gamma_{h_v} (\Phi_{0v} - \Phi_{1v} h_v + \Phi_{STZv} h_{STZ}). \quad (12)$$

В результате эволюции из произвольного неравновесного состояния система приходит к некоторому стационарному состоянию:

$$h_{STZ}^{(st)} = \frac{\Phi_{0v} \Phi_{STZv} + \Phi_{1v} \Phi_{0STZ}}{\Phi_{1v} \Phi_{1STZ} - \Phi_{0STZ} \Phi_{STZv}}, \quad (13)$$

$$h_v^{(st)} = \frac{\Phi_{0STZ} \Phi_{STZv} + \Phi_{1STZ} \Phi_{0v}}{\Phi_{1STZ} \Phi_{1v} - \Phi_{0v} \Phi_{STZv}}.$$

Для моделирования полученных в [129] экспериментальных закономерностей следует учесть температурную зависимость коэффициентов в разложении потенциала (10). Будем считать, что наиболее сильно от температуры зависят коэффициенты Φ_{1STZ} и Φ_{1v} , отвечающие за аннигиляцию дефектов. Поскольку большую роль в аннигиляции дефектов играет диффузия атомов, которая растёт с температурой, то полагаем следующее:

$$\Phi_{1STZ} = \Phi_{1STZ}^0 (1 + \alpha T), \quad \Phi_{1v} = \Phi_{1v}^0 (1 + \alpha T), \quad (14)$$

где Φ_{1STZ}^0 , Φ_{1v}^0 , α — коэффициенты.

Из (13) и (14) следует, что при $\alpha > 0$ более низким температурам в стационарном состоянии соответствуют более высокие плотности дефектов типа полос сдвига. Если в результате закалки из расплава начальная плотность их окажется ниже её стационарного значения при данной температуре, то плотность дефектов будет возрастать (рис. 12а, кривая 1), в противном случае — снижаться (рис. 12а, кривая 2).

Увеличение плотности полос сдвига (кривая 1) приводит к более высокой степени аморфизации сплава, к росту средних значений координационных чисел в первой координационной сфере вокруг атомов железа. Наоборот, уменьшение плотности полос сдвига (кривая 2) понижает степень аморфизации и приводит к более упорядоченному состоянию вплоть до частичной кристаллизации исходных аморфных сплавов.

Смена температуры непосредственно в процессе деформации приводит к чередованию стационарных состояний (рис. 12б). Вначале моделируется обработка при температуре 300 К (левее точки А). Система из произвольного состояния выходит на асимптотический (стационарный) уровень. В точке А деформация материала осуществляется уже при температуре 77 К, и система выходит на более высокий асимптотический уровень, соответствующий более высокой плотности полос сдвига, характерной для более низкой температуры. В точке В деформация вновь осуществляется при комнатной температуре, и система возвращается на прежний асимптотический уровень. Наконец, в точке С обработка вторично осуществляется при криогенной температуре и система вновь выходит на асимптотический уровень,

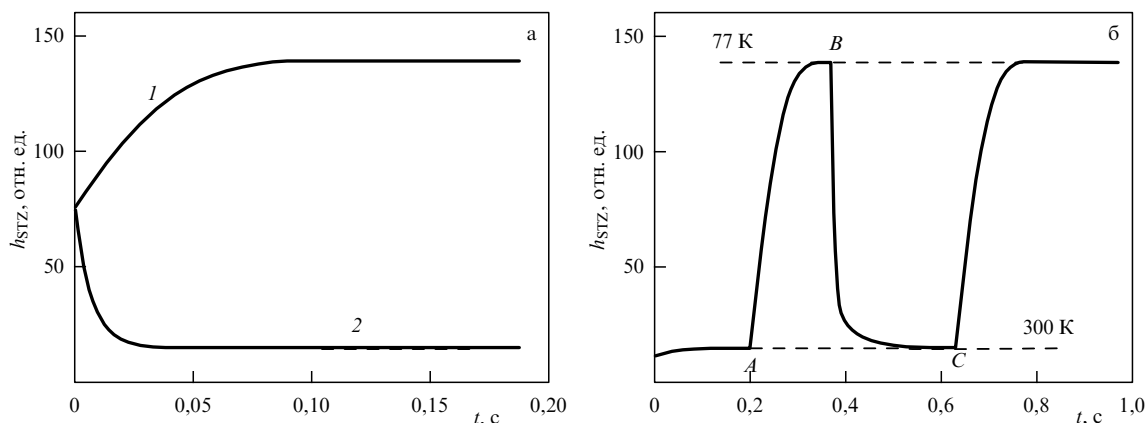


Рис. 12. Эволюция плотности полос сдвига в аморфном сплаве в процессе МПД при 77 К (1) и 300 К (2) (а), а также при смене температуры деформации в моменты времени A , B и C (б) [82].

характерный для низкой температуры. Аналогичные закономерности наблюдались также при МПД поликристаллических ГЦК сплавов [135]. Достигнуть малого размера зёрен удавалось при существенно меньших деформациях. Последующая МПД этого же материала при комнатной температуре приводила уже не к снижению, а наоборот, к возрастанию среднего размера зёрен.

Как показывают расчёты, при каждой температуре МПД формируется своя предельная структура (стационарное состояние). При криогенных температурах образуется структура с более высокой плотностью мезодислокаций (полос сдвига), что ведёт к более высокой степени аморфизации по сравнению с исходным состоянием. При комнатных температурах процесс развивается в термодинамически противоположном направлении и приводит в нашем случае к эффектам упорядочения.

5.7. Аморфизация кристаллических фаз и кристаллизация аморфного состояния

5.7.1. Деформационная нанокристаллизация. В ранних работах [136], посвящённых исследованию структурных изменений в аморфных материалах под воздействием больших пластических деформаций, было показано, что при таких условиях происходит нанокристаллизация аморфной фазы: наблюдаются гомогенно или гетерогенно расположенные в аморфной матрице нанокристаллы размером 10–20 нм. Появление при комнатной температуре нанокристаллов, однородно распределённых по всему объёму аморфной матрицы, трудно-объяснимо в рамках классических представлений о термически активируемой природе процессов кристаллизации. В этой связи была предпринята попытка детально проанализировать особенности структуры и свойств при воздействии КВД на ряд аморфных сплавов типа металл–металлоид, полученных закалкой из расплава ($\text{Ni}_{44}\text{Fe}_{29}\text{Co}_{15}\text{Si}_2\text{B}_{10}$, $\text{Fe}_{74}\text{Si}_{13}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ (Finemet), $\text{Fe}_{57,5}\text{Ni}_{25}\text{B}_{17,5}$, $\text{Fe}_{49,5}\text{Ni}_{33}\text{B}_{17,5}$, $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{15}\text{B}_{15}$) и $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$ [36, 137, 138]. Так, например, в работе [137] при КВД с $n \leq 2$ в сплаве $\text{Ni}_{44}\text{Fe}_{29}\text{Co}_{15}\text{Si}_2\text{B}_{10}$ наблюдается негомогенная пластическая деформация с образованием грубых полос сдвига, что присуще деформации всех аморфных сплавов при температурах существенно ниже точки перехода в кристаллическое состояние. Локальные полосы сдвига (ПС) удалось наблюдать методом просвечивающей электронной микроскопии на образцах

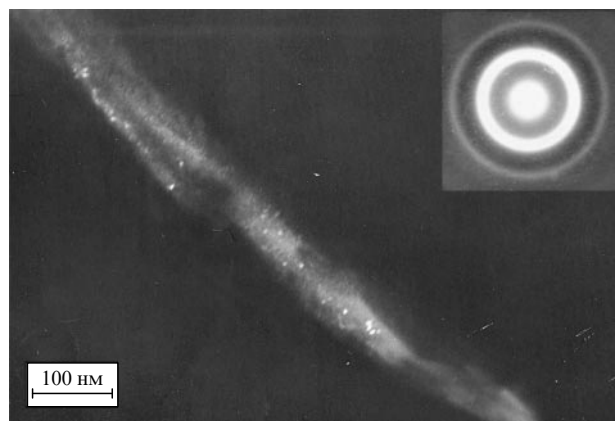


Рис. 13. Электронно-микроскопическое изображение закристаллизовавшейся локальной полосы сдвига в аморфном сплаве $\text{Ni}_{44}\text{Fe}_{29}\text{Co}_{15}\text{Si}_2\text{B}_{10}$ после МПД ($n = 0,5$, $T = 293$ К) [137].

после КВД при комнатной температуре из-за происходящей в них кристаллизации (рис. 13). В противном случае контраст на электронно-микроскопическом изображении может иметь только абсорбционную природу и не возникать после предварительных операций приготовления тонких фольг для электронно-микроскопического анализа.

Возникает вопрос о возможности появления кристаллической фазы при температурах существенно ниже точки перехода в кристаллическое состояние. Было предположено, что в ходе неоднородной деформации при КВД имеет место кратковременный локальный разогрев в областях ПС.

Как правило, экспериментальные попытки оценить повышение температуры в условиях КВД сводятся к определению усреднённой температуры всего образца. В работе [139] представлены результаты измерения температуры в образце нержавеющей стали в ходе КВД при комнатной температуре. Термопара располагалась на расстоянии 1 мм от образца. При скорости кручения 0,2 об./мин было зафиксировано повышение температуры ΔT на 10 К. При скорости кручения 5 об./мин ΔT достигало 200 К.

В более поздних исследованиях, включающих как непосредственное измерение температуры вблизи поверх-

ности образца, так и его моделирование [104, 105], отмечается, что повышение температуры при обработке методом КВД зависит как от природы материала, так и от параметров деформации. Чем прочнее материал, чем выше приложенное гидростатическое давление, скорость вращения и больше расстояние от центра образца, тем больше величина ΔT .

Применительно к аморфным материалам следует в первую очередь упомянуть классический и широко обсуждаемый эксперимент, описанный в работе [140]. Перед деформацией изгибом авторы наносили на поверхность образца аморфного сплава легкоплавкий материал. Таким образом качественно был установлен факт сильного разогрева материала именно в зоне ПС. В дополнение к этому накоплен ряд весомых доказательств того, что в ПС аморфных материалов при деформации наблюдается заметное локальное повышение температуры. Например, авторы работы [141], используя моделирование методом конечных элементов, пришли к выводу, что при сжатии массивных образцов стали со скоростью 10 м с^{-1} температура всего образца может быть несколько выше 150°C , тогда как температура в ПС может превысить среднюю температуру образца на несколько сотен градусов.

Как показывают теоретические оценки [107], локальное и кратковременное (не более нескольких микросекунд) повышение температуры в ПС может достигать 500°C . В таком случае локальная температура в зоне пластического сдвига может превысить температуру кристаллизации некоторых аморфных сплавов и привести к образованию кристаллической фазы в ПС. Важно подчеркнуть, что проявление подобных эффектов наблюдается, как правило, при комнатной температуре деформации в условиях МПД, когда ПС реализуют очень большую локальную мощность пластического сдвига.

Подтверждением указанного предположения служат результаты работы [126], где аморфные сплавы на основе железа с близким химическим составом, но имеющие различные значения температуры кристаллизации ($T_{\text{кр}}$), деформировали методом КВД в одинаковых условиях ($n = 1$, $P = 4 \text{ ГПа}$, комнатная температура). Как было обнаружено экспериментально, чем ниже значение температуры кристаллизации аморфного сплава, тем большее значение объёмной доли ($V_{\text{кр}}$) кристаллической фазы наблюдается после КВД при одинаковых условиях деформации (рис. 14). На основании проведённых оценок было высказано предположение о том, что эффект

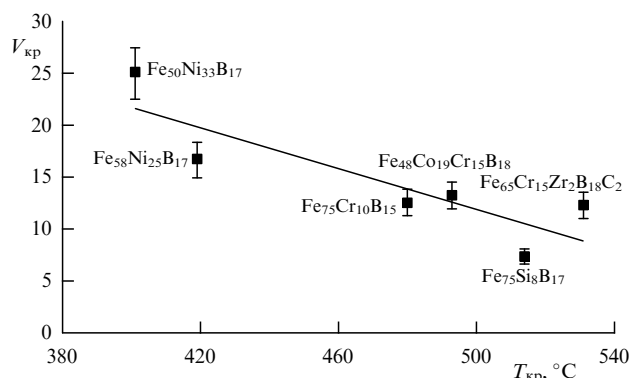


Рис. 14. Корреляция между значениями $V_{\text{кр}}$ и $T_{\text{кр}}$ для аморфных сплавов на основе Fe после КВД [138].

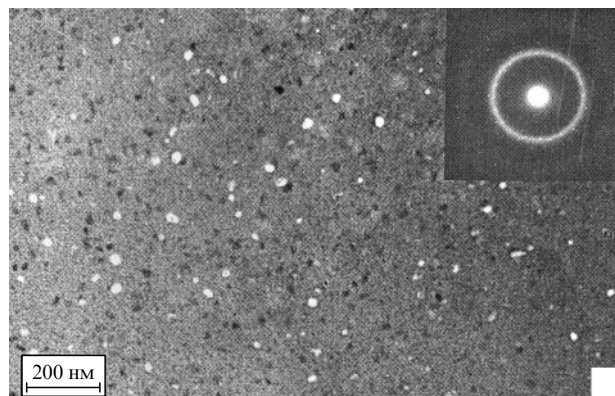


Рис. 15. Темнопольное электронно-микроскопическое изображение при действии рефлекса нанокристаллической фазы аморфного сплава $\text{Ni}_{44}\text{Fe}_{29}\text{Co}_{15}\text{Si}_2\text{B}_{10}$ после МПД ($n = 8$, $T = 77 \text{ K}$) [145].

кристаллизации в аморфных сплавах на основе железа при КВД обусловлен как адиабатическим выделением тепла и соответствующим повышением температуры в деформационных сильно локализованных ПС, так и заметным увеличением концентрации областей избыточного свободного объема.

Подтверждением локального и кратковременного повышения температуры стал обнаруженный особый характер электронно-микроскопического контраста в аморфной структуре и изменение значений нанотвёрдости в непосредственной близости от расположения ПС в аморфных сплавах [142, 143]. Кроме локального повышения температуры, нельзя исключить влияния на процессы кристаллизации повышенной концентрации областей избыточного свободного объема в полосах сдвига, зафиксированного впервые в ПС в работе [144].

В ходе развития КВД аморфных сплавов при накоплении величины деформации ($n \geq 2$) картина кардинально меняется [145]. ПС практически не фиксируются. Вместо этого в структуре отмечаются наночастицы кристаллической фазы размером до 10 нм, гомогенно расположенные по всему объёму образца (рис. 15).

По-видимому, процесс пластической деформации аморфных сплавов переходит от сильно локализованного и негетогенного к "квазигетогенному". Как известно, подобный характер пластического течения присущ аморфным сплавам при очень высоких температурах, близких к точке стеклования в условиях резкого снижения динамической вязкости аморфного состояния [146]. Возможное объяснение наблюдаемой делокализации пластического течения приведено в работе [145]: по мере распространения ПС в аморфной матрице в процессе КВД её температура постоянно повышается, а на фронте распространения полосы она всегда является максимальной (I на рис. 16). Наступает такой момент, когда локальная температура достигает температуры кристаллизации (II на рис. 16) и, как следствие, на фронте растущей полосы возникает нанокристалл, резко тормозящий зону пластического течения. Торможение связано с наноразмером возникшего кристалла, который из-за своей малости не способен к развитию дислокационного пластического течения. Возможны два варианта дальнейшего развития событий. Во-первых, под действием ПС нанокристалл будет аккумулировать высокий уровень упругих напряжений, в результате чего в аморфной

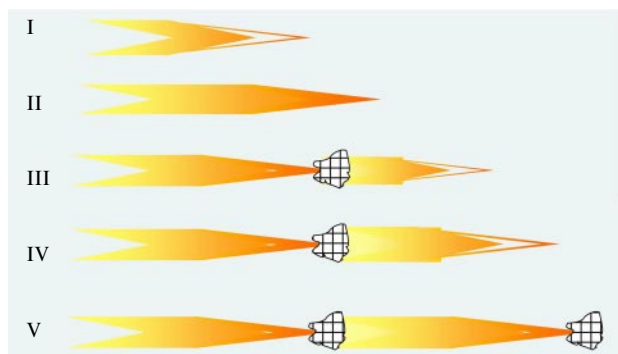


Рис. 16. Механизм "самоблокировки" полосы сдвига, распространяющейся в аморфной матрице [145].

матрице будет зарождаться новая ПС по механизму упругой аккомодации (III на рис. 16). В этом случае процесс пластического течения будет проходить по эстафетному механизму, порождая в ПС образование нанокристаллов, эквидистантно располагающихся по траектории движения полосы сдвига в аморфной матрице.

Далее возможен процесс ветвления ПС, заторможенных из-за фронтального образования нанокристаллов. В результате подобного "самоторможения" ПС на фронтально расположенных нанокристаллах происходит дelokализация неомогенного пластического течения. По существу, наблюдаемый эффект перехода к гомогенной нанокристаллизации на ПС означает, что пластическое течение характеризуется высокой объёмной плотностью ПС, вследствие чего наблюдается однородное выделение нанокристаллов в более "тонких" ПС. Аналогичный эффект дelokализации пластического течения был обнаружен в массивном аморфном сплаве на основе Zr [147].

С точки зрения энергетической концепции МПД как динамической диссипативной системы [11] и теории НЭТ [17] диссипация вводимой в процессе КВД значительной механической энергии может включать в качестве возможных каналов как пластическую деформацию, так и фазовые превращения и выделение тепла. Известно, что причиной кристаллизации служит не только локальное повышение температуры, но и наличие существенных локальных напряжений в аморфной матрице. Напряжения стимулируют протекание процессов, зависящих от температуры, причём чем выше напряжения, тем ниже температура реализации термически активируемых процессов кристаллизации. Кроме того, надо принять во внимание то обстоятельство, что значение энергии активации процесса кристаллизации ниже обычного за счёт более высокой концентрации в ПС областей избыточного свободного объёма [144]. Вполне возможно, что в аморфной матрице ещё до начала кристаллизации существуют наведённые деформацией области с повышенной корреляцией в расположении атомов (зародыши кристаллической фазы с заметно иной степенью композиционного и топологического ближнего порядка). Об этом косвенно свидетельствуют результаты работы [148], в которой показано, что химический состав кристаллической фазы в аморфном сплаве на основе алюминия после обычного отжига и после КВД существенно различаются. В работе [149] методом мёссбауэровской спектроскопии обнаружено образование областей ближнего порядка (кластеров) в ОЦК сплавах Fe–Mn, подвергнутых МПД.

Для выяснения характера эволюции локальной атомной структуры аморфной матрицы под воздействием МПД и её влияния на тепловые и магнитные характеристики аморфных сплавов на основе Fe и Ti была проведена серия экспериментов с использованием метода EXAFS-спектроскопии в синхротронном излучении [150]. Анализ EXAFS-спектров показал, что в ходе КВД изменяется как химическое окружение выбранного атома Fe, так и среднее межатомное расстояние пар Fe–Fe, Fe–Si и Fe–Ni. В сплавах $\text{Fe}_{58}\text{Ni}_{25}\text{B}_{17}$ и $\text{Fe}_{75}\text{Si}_8\text{B}_{17}$ обнаружено изменение характера композиционного ближнего порядка для атомов Fe с одновременным уменьшением среднего межатомного расстояния для пар атомов Fe–Fe. В сплавах $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{33}\text{B}_{17}$ и $\text{Fe}_{54}\text{Ni}_{29}\text{B}_{17}$ изменения межатомных расстояний между различными парами атомов не зафиксировано. В этих сплавах обнаружено только изменение химического состава окружения атома Fe: часть атомов Fe замещается атомами Ni. Подобные изменения локальной атомной структуры приводят, как правило, к уменьшению намагниченности насыщения в исследуемых аморфных сплавах после КВД при 77 К. Резкое увеличение коэрцитивной силы после КВД при 77 К объясняется отсутствием каналов релаксации упругих напряжений вследствие подавления термоактивационных процессов. Показано [129], что КВД при 77 К приводит к образованию более устойчивого к кристаллизации аморфного состояния, чем после закалки из расплава.

5.7.2. Деформационная аморфизация. Наиболее распространённым способом получения аморфных материалов является закалка из жидкого состояния, в ходе которой образуются стёкла разнообразного химического состава с различным типом связей. Однако не все расплавы одинаково легко переходят в аморфное состояние. К легко стеклующимся жидкостям относятся ковалентные расплавы и полимерные жидкости, для которых критическая скорость процесса не превышает $10\text{--}100\text{ К с}^{-1}$ [151]. Металлические расплавы аморфизируются значительно труднее, критическая скорость стеклования для них находится в интервале $10^5\text{--}10^{13}\text{ К с}^{-1}$ [152].

Структура аморфных материалов до сих пор является предметом дискуссий и исследований. Структуру, в которой отсутствует дальний порядок, можно получить, минуя жидкую фазу. Например, в кристаллический материал ввести очень высокую концентрацию дефектов (дислокаций) [146] или подвергнуть его внешним воздействиям, поместив, например, в камеру высоких гидростатических давлений [9]. Результаты экспериментов по исследованию явления твердофазной аморфизации под высоким давлением при использовании широкого набора соединений ($\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$, $\text{Tb}_2(\text{MoO}_4)_3$, $\text{Sm}_2(\text{MoO}_4)_3$, $\text{TbGd}(\text{MoO}_4)_3$) были опубликованы в 1995 г. группой российских исследователей Института физики твёрдого тела (ИФТТ) РАН [153]. Цикл работ по исследованию кристаллической структуры полупроводников на основе Si и Ge под высоким давлением, проведённый в Институте физики высоких давлений (ИФВД) им. Л.Ф. Верещагина РАН, позволил установить закономерности твердофазной аморфизации фаз высокого давления и получить объёмные образцы этих фаз в аморфном состоянии [154].

При осуществлении МПД с помощью КВД происходит более эффективное воздействие высоких квазигид-

ростатических давлений на металлические кристаллы. Возникают многочисленные дефекты деформационного происхождения, что ведёт в результате к образованию новых метастабильных фаз и в ряде случаев к фазовому переходу в метастабильное аморфное состояние.

В работе [123] с использованием метода EXAFS-спектроскопии сравнивались локальные атомные структуры аморфного сплава $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$, полученного методом закалки из расплава (ЗР) и КВД при разных величинах МПД в камере Бриджмена. Исследования показали, что возникающая при различных величинах деформации аморфная фаза не идентична аморфной фазе, полученной методом ЗР. Более того, индуцированная КВД-деформацией локальная атомная структура аморфной фазы изменяется в зависимости от величины деформации. Она уплотняется и становится более совершенной по мере повышения величины деформации при комнатной температуре.

Структурные и термодинамические аспекты процесса деформационной аморфизации при КВД до сих пор являются предметом оживлённой дискуссии [17, 123, 155–157]. Наиболее показательный пример — никелид титана TiNi , для которого переход в аморфное состояние в процессе КВД был зафиксирован ещё в 1990 г. [158] и подтверждён дальнейшими исследованиями [118, 159].

Можно предполагать, что кристалл, содержащий очень высокую концентрацию линейных и точечных дефектов, оказывается в условиях КВД термодинамически неустойчивым относительно перехода в аморфное состояние, особенно если разность между значениями свободных энергий кристаллического и аморфного состояния невелика. Как правило, этот процесс развивается в многокомпонентных металлических системах, склонных к аморфизации (главным образом, на основе $\text{Pd}-\text{Cu}$, $\text{Ti}-\text{Zr}$, $\text{Zr}-\text{Cu}$, $\text{Mg}-\text{Cu}$, $\text{TiNi}-\text{TiCu}$) [5].

Группой исследователей Института металловедения и физики металлов (ИМФМ) им. Г.В. Курдюмова был проведён цикл работ по систематическому изучению основных закономерностей деформационной аморфизации в процессе КВД многокомпонентных кристаллических сплавов. В работе [160] изучали процесс аморфизации на кристаллических сплавах $\text{Ni}_{50}\text{Ti}_{30}\text{Hf}_{20}$, $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$ и $\text{Zr}_{50}\text{Ni}_{18}\text{Ti}_{17}\text{Cu}_{15}$ в исходно однофазном состоянии и сплава $\text{Fe}_{78}\text{B}_{8,5}\text{Si}_9\text{P}_{4,5}$ как в исходно однофазном (1), так и исходно двухфазном (2) состояниях. Следует отметить, что выбранные сплавы обладали разной склонностью к аморфизации при закалке из жидкого состояния. Для всех исследованных сплавов определяли методом рентгеноструктурного анализа изменение объёмной доли кристаллической фазы V .

Полученная зависимость $V^*(n)$ представлена на рис. 17, где $V^*(n)$ — значение приведённой V , а n — степень деформации, пропорциональная числу оборотов подвижной наковальни. За параметр склонности материала к деформационной аморфизации был принят наклон кривых $k_c = |dV^*/dn|$.

Из рисунка 17 следует, что все изученные сплавы можно условно разделить на две группы:

1. Сплавы с высоким значением k_c (первая группа) — сплавы $\text{Ni}_{50}\text{Ti}_{30}\text{Hf}_{20}$, $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$ и $\text{Fe}_{78}\text{B}_{8,5}\text{Si}_9\text{P}_{4,5}(1)$ в однофазном состоянии;

2. Сплавы с низким значением k_c (вторая группа) — сплавы $\text{Zr}_{50}\text{Ni}_{18}\text{Ti}_{17}\text{Cu}_{15}$ и $\text{Fe}_{78}\text{B}_{8,5}\text{Si}_9\text{P}_{4,5}(2)$ в двухфазном состоянии.

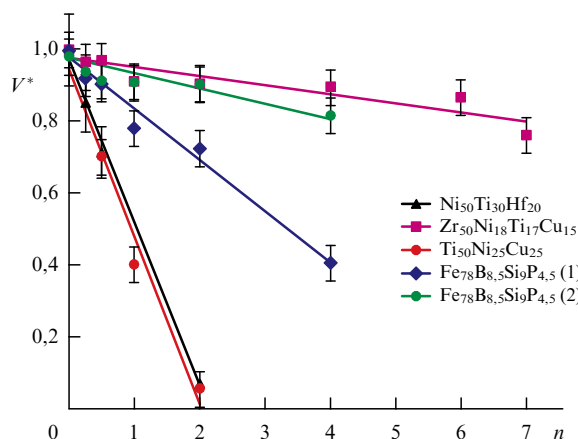


Рис. 17. Зависимость приведённой объёмной доли кристаллической фазы V^* для исследованных сплавов от величины n [160].

В работе была также исследована склонность к аморфизации отдельных фаз, входящих в состав сплавов. Было показано, что переход в аморфное состояние кристаллических сплавов при КВД определяется аддитивной склонностью к деформационной аморфизации кристаллических фаз, входящих в их состав. Суммируя полученные результаты, авторы пришли к выводу, что переход из кристаллического состояния в аморфное в целом определяется тремя факторами:

- 1) склонностью к накоплению в кристалле деформационных дефектов при механическом воздействии;
- 2) значением термодинамической устойчивости кристаллических фаз, входящих в состав сплава;
- 3) склонностью к протеканию диффузионных процессов, необходимых для изменения химического состава кристаллических и аморфных фаз в процессе деформации.

Было также показано, что склонность к деформационной аморфизации при КВД существенным образом отличается от склонности этих же сплавов к аморфизации путём закалки из жидкого состояния. Это, очевидно, связано с тем, что процессы аморфизации при МПД и при закалке из расплава контролируются совершенно различными физическими параметрами. При закалке из расплава таковыми являются характеристики расплава и значения температуры его стеклования [161]. Подобные различия были экспериментально подтверждены в работе [162].

Принципиально важным является вопрос о том, где и как возникают зародыши аморфной фазы при аморфизации в процессе КВД. В работе [126] была проанализирована эволюция структуры кристаллического сплава $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$ путём сопоставления силовых параметров деформации, полученных в ходе КВД *in situ*, с результатами структурных исследований, проведённых после разгрузки образца на разных стадиях деформации. На рисунке 18 приведены кривые непрерывного изменения напряжений кручения $\sigma(n)$, рассчитанных на основе данных о моменте кручения (M), зафиксированных *in situ* в процессе деформации при комнатной температуре сплава $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$.

Для чистоты эксперимента исследования проводили, сопоставляя поведение одного и того же сплава в двух состояниях: аморфном, полученном закалкой из расплава (кривая 2, рис. 18), и кристаллическом, получен-

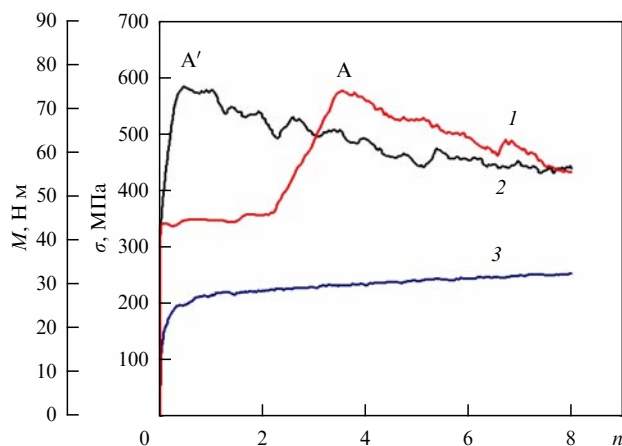


Рис. 18. Кривые непрерывного изменения напряжений кручения $\sigma(n)$, рассчитанных на основе данных о моменте кручения (M), зафиксированных *in situ* в процессе деформации при комнатной температуре сплава $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$: исходно кристаллическое состояние (кривая 1), исходно аморфное состояние (кривая 2), поликристаллическая медь (кривая 3) [126].

ном путём отжига исходного аморфного состояния (кривая 1, рис. 18). Для сравнения на том же рисунке приведена кривая 3, соответствующая изменению напряжений кручения $\sigma(n)$ для поликристаллической меди, не претерпевающей фазовых превращений в процессе КВД.

Кривую 1 разделили на три стадии: *I стадия* ($0 < n < 2$), на которой уровень сдвиговых напряжений в материале изменяется незначительно, а доля аморфной фазы возрастает до $\sim 0,9$; *II стадия* ($2 < n < 4$), на которой уровень сдвиговых напряжений резко возрастает с 350 до 574 МПа. Более того, значения максимальных сдвиговых напряжений σ_{\max} для деформационной кривой 1 при $n \geq 4$ и для кривой 2 (точки А и А' соответственно) полностью совпадают. Далее, на *III стадии* КВД ($n \geq 4$) $\sigma(n)$ плавно уменьшается с 574 МПа до 450 МПа. Отсюда следует, что при $n \geq 4$ деформационное поведение исходно аморфного и деформационно-аморфизованного сплавов сопоставимо. В ходе дальнейшей деформации КВД сравниваемые сплавы ведут себя аналогично. Электронно-микроскопические результаты анализа структуры сплава $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$ после КВД при 293 К показали, что средний размер зерна кристаллической фазы уменьшается с 500–2000 нм в исходном состоянии до ~ 4 –5 нм на II стадии деформации ($n \geq 2$) [126].

Известно, что при экстремальной деформации, в частности, в ходе сдвига под давлением, минимальный размер нанокристаллов может достигать 10 нм [163]. С другой стороны, при средних размерах зёрен ≤ 10 –20 нм

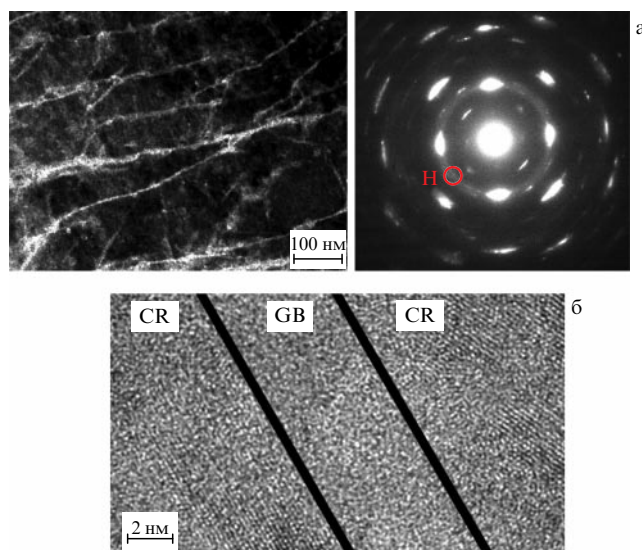


Рис. 19. Электронно-микроскопические изображения структуры сплава $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$ после КВД ($n = 1/4$), демонстрирующие выделение аморфной фазы на дефектах кристаллической фазы (на дислокациях и границах зёрен); (а) микроэлектронограмма и темнопольное изображение при действии участка первого диффузного кольца (Н), (б) изображение в режиме HRTEM (CR — кристаллическая фаза, GB — аморфная граница зёрна) [167].

вероятность существования в них развитых дислокационных мод очень мала [164]. Теоретическая возможность кардинальной смены механизма деформации с внутризёрненного на зернограницный при размере зерна ≤ 20 нм была показана в работах [165, 166]. Следовательно, при размере зерна ≤ 20 нм ключевым элементом структуры, определяющим протекание пластической деформации, становятся границы зёрен. Как показали эксперименты [167], в структуре активируются низкотемпературное зернограницное проскальзывание, связанные с ним смещения зёрен и их взаимные повороты. Из условия сохранения сплошности материала следует, что этот процесс должен сопровождаться испусканием деформационных вакансий из тройных стыков и ступенек на границах зёрен в тело зерна. Границы зёрен, которые являются не только источниками, но и стоками дефектов, поглощают вакансии, запасая неравновесный избыточный свободный объём, и частично аморфизуются (рис. 19). Дальнейшая деформация приводит к многократному повторению процесса. Схематически процесс представлен на рис. 20. Вакансии стекают через объём зерна и поглощаются в сжатых областях границы, вследствие чего границы расширяются [126]. Толщина "зернограницного" каркаса в ходе КВД увеличивается. Он трансформируется в массивную аморфную

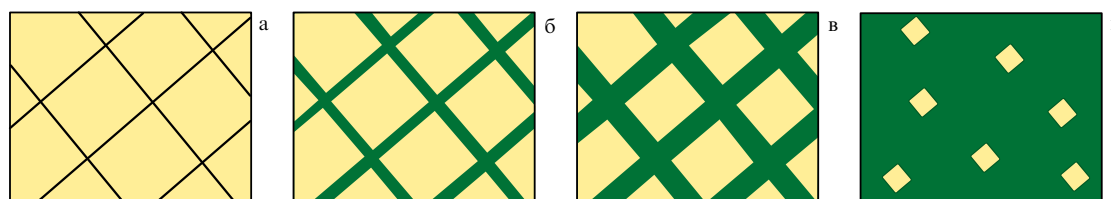


Рис. 20. Схема структурных превращений при переходе типа кристалл → аморфное состояние в ходе КВД: (а) фрагментация структуры, (б) образование аморфных границ (прослоек), (в) увеличение относительной доли аморфных прослоек, (г) аморфно-нанокристаллическое состояние [126].

фазу, занимающую всё больший объём. Возможность перехода границ в аморфное состояние в ходе КВД также была показана в ряде работ по молекулярно-динамическому моделированию [168–170].

6. Деформационные и сопутствующие явления при мегапластической деформации

Как отмечалось в разделе 3, одним из базовых принципов МПД является разделение всех процессов, протекающих в ходе МПД, на те, которые непосредственно определяют деформационное поведение твёрдого тела и являются по существу его реакцией на гигантские внешние воздействия, и на те, которые являются как бы вторичными и сопутствуют им. Деформационные процессы имеют, как правило, атермическую природу. Сопутствующие процессы, наоборот, контролируются диффузией и имеют, следовательно, термоактивационную природу. Исключение составляют только фазовые превращения мартенситного типа. Но и для них энергия активации играет определённую роль. Например, в технически чистом титане на определённых стадиях КВД возникает мартенситная ω -фаза [171]. Однако в случае КВД при комнатной температуре критическая деформация, соответствующая началу мартенситного превращения $\alpha \rightarrow \omega$, несколько меньше, чем для КВД при криогенной температуре [172]. Это, безусловно, свидетельствует о том, что превращение имеет термически активируемую составляющую. В принципе деформационные и сопутствующие процессы могут протекать независимо, но могут в той или иной степени влиять друг на друга. Например, сопутствующие явления, связанные с изменением фазового или химического состава в процессе МПД, могут тем или иным образом влиять на распространение зон пластического сдвига и других деформационных мод пластической деформации. В этом смысле чрезвычайно продуктивными представляются МПД-эксперименты при различных температурах, поскольку термически активируемые и атермические процессы будут в данном случае по-разному воздействовать на термодинамику и кинетику деформационных и сопут-

ствующих явлений, а также на характер их взаимного влияния.

6.1. Деформационные процессы

6.1.1. Полосы сдвига. Базовые параметры коллективных мод пластической деформации, к которым в первую очередь следует отнести полосы сдвига, определяют качественные и количественные характеристики пластического течения материала на стадии МПД [7, 108]. Представляется сильным допущением рассматривать механизмы деформационных явлений в процессе МПД как основанные на поведении отдельных дефектов (дислокаций, дефектов упаковки, вакансий и т.п.). При столь гигантских степенях деформации речь может идти только о коллективных ансамблях взаимодействующих дефектов.

ПС можно изучать наиболее надёжно и эффективно при МПД аморфных сплавов. Такие ПС, как правило, сильно локализованы и являются, по существу, доминирующей модой пластического течения в неупорядоченных материалах [132]. В последнее время появилось много работ, анализирующих образование полос сдвига в процессе КВД ленточных и объёмных аморфных сплавов, полученных закалкой из расплава [173, 174].

Надёжно установлено, что ПС как при обычных, так и при мегапластических деформациях характеризуются очень высокой степенью локализации пластического сдвига (толщина ПС порядка 30–70 нм [144]). Аморфное состояние внутри ПС обладает более низкими значениями плотности [144, 175], степени ближнего упорядочения [146] и модуля Юнга [178]. Детальные исследования [143, 177–180], включая наблюдения *in situ* в колонне высоковольтного электронного микроскопа [181], показали, что, аналогично дислокационному течению в кристаллах при криогенных температурах [182], ПС в аморфных сплавах формируют на поверхности образцов систему грубых ступенек сдвигового происхождения (рис. 21).

На основании представленных выше исследований, а также работ [183, 184] можно заключить следующее:

- Основной характеристикой ПС в аморфных сплавах является *мощность ПС*, которая определяется высотой

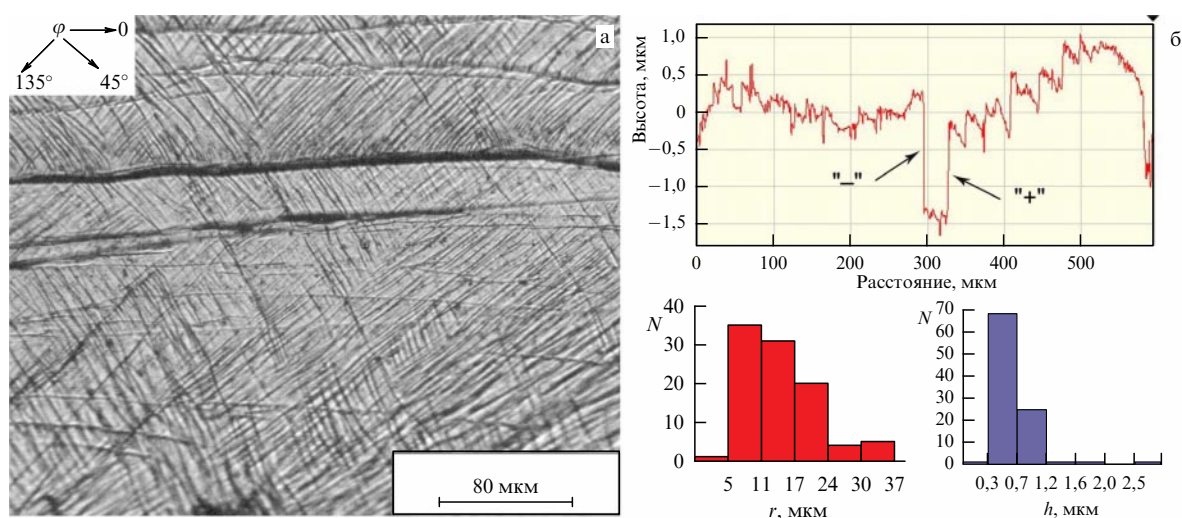


Рис. 21. Панорамная картина ступенек ПС после КВД при комнатной температуре ($n = 1/32$) (а) и соответствующие профилограмма и гистограмма значений r (красные) и значений h (синие) (б); стрелками указаны ПС с положительным (+) и отрицательным (–) направлением сдвига [178].

ступеньки h в области выхода ПС на поверхность образца, отнесённой к толщине ПС t . Мощность можно связать с величиной истинной деформации внутри ПС с помощью выражения $e_{\text{ПС}} = \ln(h/t)$.

- Другой основной характеристикой ПС является их объёмная плотность $V_{\text{ПС}}$, которая при определённых геометрических условиях может строго зависеть от среднего расстояния r между соседними поверхностными ступеньками: $r \sim V_{\text{ПС}}^{-1/2}$.

- По аналогии с кристаллами ПС в аморфных сплавах образуют системы скольжения, которые характеризуются близкими значениями $e_{\text{ПС}}$ и r , а также определённой ориентацией поверхности ПС относительно главных осей деформации.

- Дизайн ПС в объёмных аморфных сплавах зависит главным образом от способа деформирования. Величина общей деформации оказывает определяющее влияние на мощность ПС. Объёмная плотность ПС определяется природой материала и условиями деформирования.

- ПС в аморфных сплавах по аналогии с дислокациями способны осуществлять пластический сдвиг в двух взаимно противоположных направлениях.

- Максимальное значение высоты ступеньки ПС, обнаруженное в процессе КВД, составляет 2,6–2,9 мкм, что соответствует мощности ПС, равной $e_{\text{ПС}} = 4,0–4,2$.

Специфика формирования ПС при МПД аморфных сплавов заключается в том, что мощность ПС уже при обычных макроскопических деформациях достаточно велика для формирования локальных зон МПД ($e > 4$) внутри аморфной матрицы. В таком случае, если осуществить большие деформации в аморфных сплавах методами КВД, РКУП и т.п., то будет наблюдаться МПД как бы на двух структурных уровнях: внутри ПС и макроскопически во всём образце. Следовательно, формируется новый вариант пластической деформации — "мегапластическая деформация внутри мегапластической", т.е., по существу, происходит *гигапластическая* деформация (ГПД) твёрдого тела.

На рисунке 22 в качестве примера представлены зависимости среднего и наиболее вероятного значения (моды) высоты ступенек h (а) и среднего расстояния между ними r (б) для ступенек ПС, сформировавшихся при холодной прокатке, в сравнении со ступеньками ПС, образовавшимися при возрастающем значении деформации e для КВД в камере Бриджмена [178]. Наблюдается очевидная тенденция к росту значений h по мере возрастания e (рис. 22а). Однако для значений r тенденция к некоторому снижению (к росту объёмной плотно-

сти ПС) наблюдается только для деформаций в режиме КВД. Для образцов после прокатки при малой деформации ($e = 0,4$) получена аномально высокая плотность ПС ($r = 2$ мкм) (рис. 22б). Характер распределения основных характеристик ПС претерпевает определённые изменения по мере роста значения n при КВД. Максимальное значение h_{max} , зафиксированное для системы ступенек в работе [178], составляет 2,9 мкм ($e_{\text{ПС}} = 4,0–4,2$).

6.1.2. Влияние дробности и направления деформации. Одним из факторов влияния на формирующуюся структуру и свойства материалов при МПД является дробность деформации, т.е. количество циклов внешних воздействий, при которых достигается необходимая величина пластической деформации [108]. В принципе все возможные способы деформирования можно условно разделить на две большие группы: непрерывные и дробные. Числу циклов при дробном способе МПД уделяется не так много внимания, как, например, температуре или скорости деформации. Однако процессы упругой релаксации, протекающие при "паузе" между отдельными проходами даже при комнатной температуре, способны заметно повлиять на дефектную структуру и, следовательно, на свойства материала. В особой степени это относится к случаям, когда в процессе внешних воздействий материал подвергается МПД. При использовании метода РКУП только в отдельных статьях сообщается о количестве проходов, необходимом для достижения результирующей деформации [46]. В работе [185] было теоретически показано, что немонотонное (в частности, циклическое) нагружение материала приводит при прочих равных условиях к менее интенсивному измельчению зёрен и меньшей склонности к разрушению по сравнению с процессом квазимонотонного нагружения.

В работе [186] была предпринята попытка экспериментально оценить "эффект дробности" при МПД. В качестве способа создания больших деформаций была использована камера Бриджмена, в которой реализуется КВД. В качестве материала для исследования было выбрано технически чистое железо. Эксперименты проводились следующим образом (рис. 23). Суммарная деформация образца во всех случаях соответствовала двум полным оборотам подвижного бойка ($N = 2$) и составляла величину $e_N = 6,2$. Деформация проводилась по нескольким вариантам (см. рис. 23). Вариант (а) представлял собой непрерывную деформацию за один частный проход n , равный двум полным оборотам подвиж-

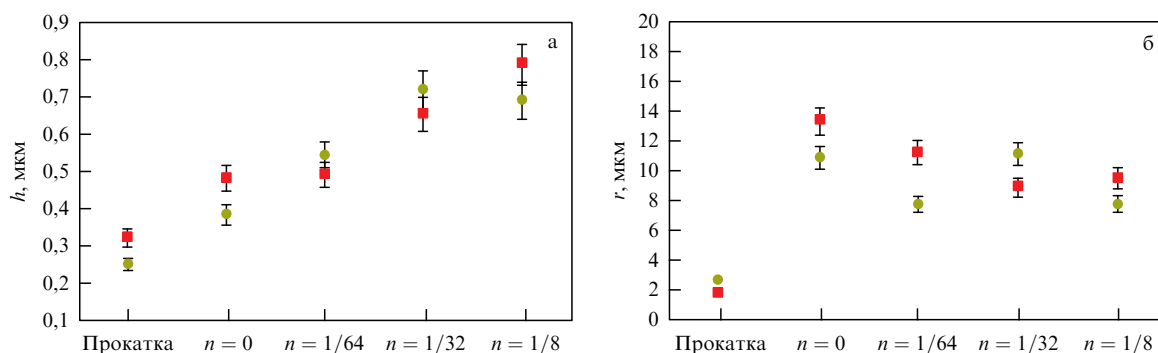


Рис. 22. Зависимости средних значений (квадраты) и значений мод (кружки) для параметров ПС h (а) и r (б) в случае прокатки и КВД (для различных значений n) [178].

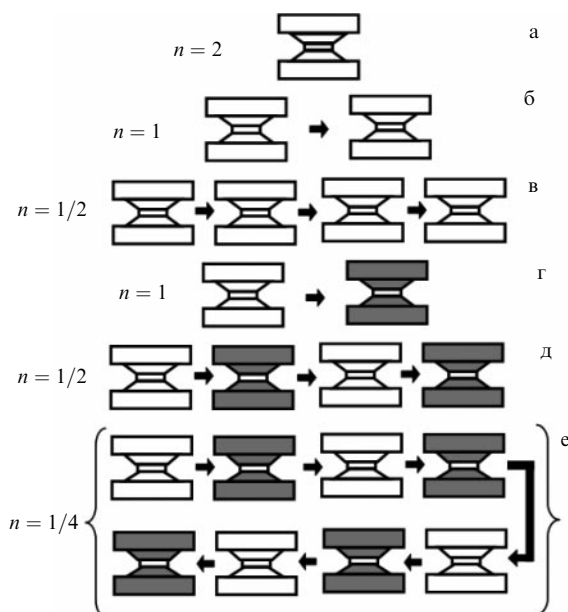


Рис. 23. Схема экспериментов: (а) непрерывная деформация, (б-г) деформация типа "→" с разным числом дробных циклов деформации; (д, е) деформация типа "↔" с разным числом дробных циклов деформации; n — число оборотов за один дробный цикл деформации. Белым и серым цветом обозначено вращение нижнего бойка соответственно в прямом и обратном направлениях [186].

ной наковальни ($N = 2$, $n = 2$). В случае варианта (б) образец подвергался деформации в два прохода в одном направлении вращения подвижной наковальни (→). При этом каждый частный проход n составлял один полный

оборот ($N = 2$, →, $n = 1$). Вариант (в) соответствовал четырём частным проходам в одном направлении вращения подвижного бойка ($N = 2$, →, $n = 1/2$). Варианты (г) и (д) были аналогичны, соответственно, вариантам (б) и (в) с той лишь разницей, что направления вращения поочередно изменялись на противоположные (↔). Для деформации с поочередно изменяющимся направлением вращения подвижного бойка был реализован вариант (е) с ещё большим числом частных проходов ($N = 2$, ↔, $n = 1/4$).

На рисунке 24а, б приведена зависимость доли рекристаллизованных зёрен $C_{РЗ}$ и доли деформационных фрагментов $C_{ДФ}$ от числа частных циклов n для деформационных экспериментов типа "→" (кручение в одном и том же направлении в каждом цикле) и типа "↔" (кручение с поочередно изменяющимся направлением в каждом следующем цикле). Видно, что для варианта "→" "эффект дробности" МПД приводит к заметному снижению $C_{РЗ}$ (до 0,25 при $n = 1/2$) и к соответствующему возрастанию $C_{ДФ}$ до 0,75, тогда как после непрерывной деформации ($n = 2$) они были практически равны ($C_{РЗ} = C_{ДФ} = 0,5$). В случае деформационных экспериментов типа "↔" этот "эффект дробности" носит совершенно иной характер: значение $C_{РЗ}$ имеет тенденцию к некоторому росту с насыщением при малых значениях n ($C_{РЗ} \rightarrow 0,65$), а значение $C_{ДФ}$ — к снижению с насыщением при малых значениях n ($C_{ДФ} \rightarrow 0,35$).

На рисунке 24в, г представлены зависимости среднего размера деформационных фрагментов $D_{ДФ}$ и рекристаллизованных зёрен $D_{РЗ}$ в зависимости от n для экспериментов типа "→" (в) и типа "↔" (г). Зависимости $D(n)$ для обоих вариантов нагружения имеют симбатный характер: средние размеры ДФ и РЗ имеют характерный ми-

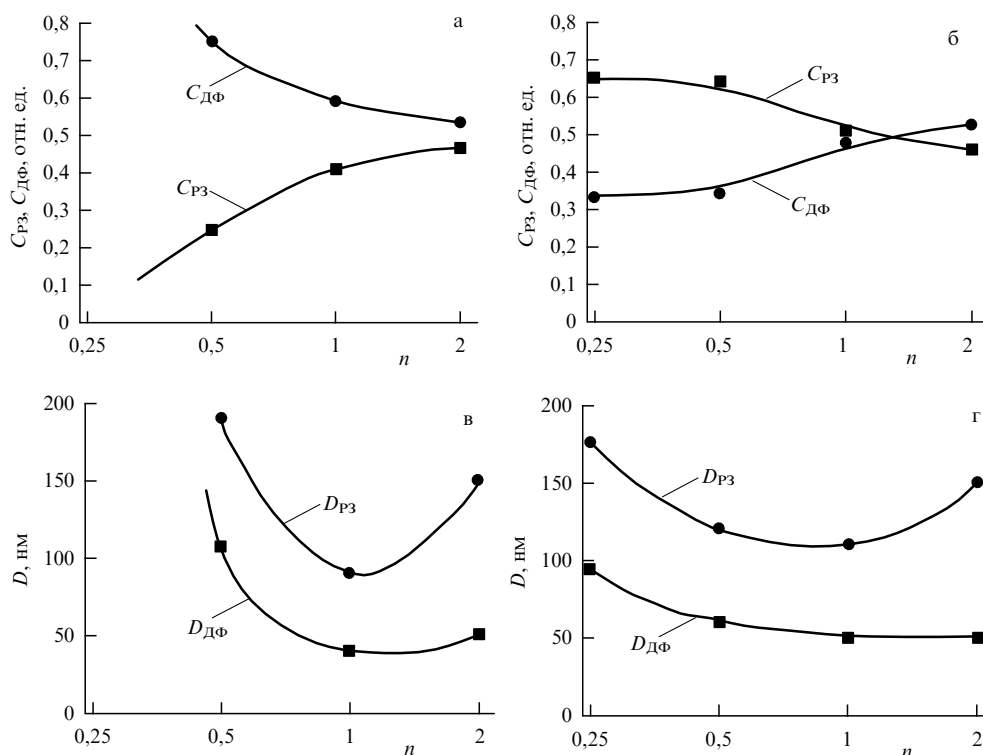


Рис. 24. Доля рекристаллизованных зёрен ($C_{РЗ}$) и деформационных фрагментов ($C_{ДФ}$) в зависимости от величины дробной деформации n типа "→" (а) и типа "↔" (б), а также среднего размера рекристаллизованных зёрен ($D_{РЗ}$) и деформационных фрагментов ($D_{ДФ}$) в зависимости от величины дробной деформации n типа "→" (в) и типа "↔" (г) [186].

нимум при $n = 1$, увеличиваясь (в большей степени для " \rightarrow ") по мере как снижения, так и роста значения n .

Проведённые эксперименты показали, что цикличность приложения внешней нагрузки оказывает заметное влияние на деформационное поведение (структуру и механические свойства металлов), подвергнутых МПД. Это даёт основания считать, что для корректного описания использованных деформационных методик необходимо указывать число циклов приложения внешней нагрузки и величину пластической деформации в каждом из них (например, в сплавах титана [172]). Можно также предполагать, что в связи с общностью процессов, протекающих при очень больших деформациях, выводы о значимости "эффекта дробности" справедливы не только для КВД, но и для РКУП, винтовой экструзии, аккумулирующей прокатки, объёмнойковки и других методов осуществления МПД в металлических материалах.

6.2. Сопутствующие процессы

Наиболее характерными явлениями, сопровождающими МПД, но не создающими непосредственно эффектов пластической деформации, являются процессы перераспределения фазового и химического состава в масштабе деформируемого образца. Этим процессам посвящён ряд обзорных статей, включая образование вихрей массопереноса [187], диффузионных фазовых превращений [188, 189] и зернограницных сегрегаций [190].

6.2.1. Упорядочение и разупорядочение твёрдых растворов.

Пластическая деформация, создавая точечные дефекты и увеличивая объёмную плотность сдвиговых антифазных границ (САФГ), приводит к нарушению дальнего порядка в упорядоченных твёрдых растворах. Наиболее полная информация об исчезновении упорядоченного состояния в результате деформационных процессов получена для сверхструктур Ni_3Al [191, 192], Al_3Ti [193, 194], Fe_3Al [192, 194], FeAl [193, 195], Cu_3Au [196], Nb_3Au и V_3Ga [197]. Восстановление дальнего порядка в процессе деформации при комнатных и более низких температурах практически не наблюдалось. Лишь в работе [198] в области повышенных температур был зафиксирован локальный рост степени дальнего порядка в упорядоченном сплаве Ni_3Fe в узком интервале степеней деформации при прокатке. Восстановление упорядочения после его полного подавления при деформации никогда не наблюдалось.

В литературе крайне скупо отражены особенности поведения упорядоченных сплавов, и в частности, характер изменения степени дальнего порядка в процессе МПД. Из недавних исследований следует отметить лишь работу [199], в которой было изучено изменение степени дальнего порядка в сверхструктуре FeCo , упорядоченной по типу B2, и в сверхструктуре Ni_3Fe , упорядоченной по типу L1₂, после МПД при комнатной температуре под воздействием КВД в камере Бриджмена. Было установлено, что дальний порядок в изученных сплавах полностью разрушался при $n \geq 1/2$ в сплаве Ni_3Fe и при $n \geq 1$ в сплаве FeCo (n — мера МПД, равная числу полных оборотов подвижной наковальни Бриджмена).

Существуют ли принципиальные отличия в характере изменения степени дальнего порядка в сверхструктурах под воздействием обычных деформаций и МПД в области относительно низких температур? Решению этой

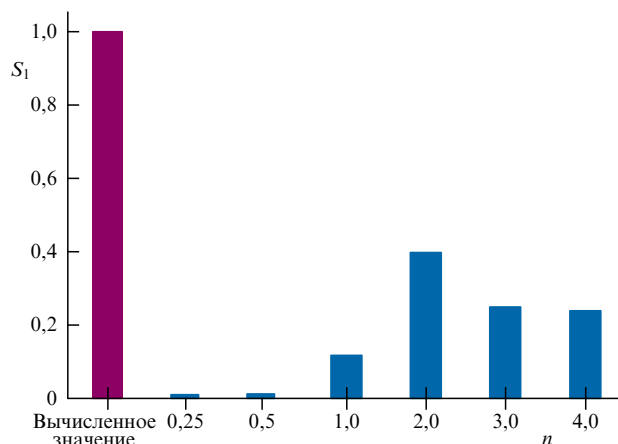


Рис. 25. Зависимость параметра дальнего порядка S_1 от величины деформации n путём КВД при комнатной температуре исходно упорядоченного сплава Fe–24 ат. % Al [200].

проблемы была посвящена работа [200], где изучалось поведение параметров дальнего порядка по типу D0₃ в сплаве Fe–24 ат. % Al, состав которого близок к стехиометрическому составу A_3B , после деформационных обработок методом КВД при комнатной температуре в камере Бриджмена.

В работе [200] было обнаружено новое, ранее неизвестное явление: в результате МПД при комнатной температуре в сверхструктуре Fe_3Al сначала происходит практически полное подавление дальнего порядка, а затем его частичное восстановление (рис. 25). Безусловно, обнаруженный эффект связан с особенностями протекания структурных превращений в процессе МПД. Было установлено, что на начальных стадиях МПД ($n < 1$) в упорядоченной структуре происходит накопление дефектов (дислокаций и САФГ [201]), снижающих эффективные параметры дальнего порядка. В локальных областях деформационных фрагментов с большой концентрацией дефектов и внутренних напряжений достигается критическое состояние, при котором происходит атомное разупорядочение или сохранение в структуре только ближнего порядка. При $n \geq 1$ в материале появляется дополнительный канал диссипации механической энергии, вводимой при МПД, — непрерывная динамическая рекристаллизация [71], безусловно, связанная с локальным повышением температуры и соответственно с аномально высокой подвижностью атомов при низких температурах [202]. В образующихся рекристаллизованных зёрнах создаются условия для восстановления дальнего порядка. По мере увеличения n доля рекристаллизованных зёрен растёт и, соответственно, увеличивается средняя по кристаллу степень дальнего порядка.

При высоких значениях величины деформации ($n \geq 2$) в деформационной системе в условиях МПД возникает стационарное двухфазное состояние, при котором $K = V_{\text{PЗ}}/V_{\text{ДФ}} = \text{const}$, где $V_{\text{PЗ}}$ и $V_{\text{ДФ}}$ — объёмные доли ПЗ и ДФ соответственно. В зависимости от природы материала и условий реализации МПД значение K может варьироваться в пределах 0,4–0,6. Было установлено, что условия деформации при МПД обеспечивают практически полное восстановление дальнего порядка в первой координационной сфере и частичное восстановление дальнего порядка во второй координационной сфере.

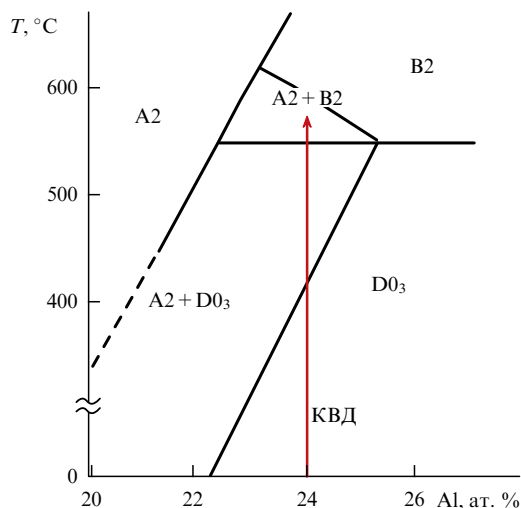


Рис. 26. Фрагмент диаграммы состояний системы Fe–Al [203], который демонстрирует сдвиг равновесного состояния от сверхструктуры $D0_3$ к $(A2 + B2)$ в течение кратковременного повышения температуры под воздействием КВД при комнатной температуре; $A2$ — неупорядоченная фаза FeAl [200].

Для объяснения вышеуказанных особенностей обратимся к диаграмме состояний системы Fe–Al [203] (рис. 26). Локальное повышение температуры в процессе МПД могло достигнуть значений $500–550^\circ\text{C}$, при которых сплав изученного нами состава оказался в процессе динамической рекристаллизации в двухфазной области диаграммы состояния ($B2 + A2$) (miscibility gap). Далее в процессе приостановки процесса КВД происходит высокоскоростное снижение температуры, фиксирующее высокотемпературное упорядоченное состояние системы.

Важно подчеркнуть, что МПД, безусловно, является открытой системой, которая подчиняется законам неравновесной термодинамики и, следовательно, формирующиеся структурно-фазовые состояния не могут быть корректно описаны с помощью диаграмм состояний, полученных в рамках равновесной термодинамики. Однако в ряде исследований авторы пренебрегают подобным противоречием и активно используют диаграммы состояний для анализа фаз, формирующихся при МПД, например, при рассмотрении изменения характера упорядочения в сплаве Fe–24 ат. % Al в процессе КВД [200].

Обсуждаемое нами противоречие можно разрешить, если рассматривать процесс КВД как двухстадийный (рис. 27). Первая стадия — это собственно деформация в режиме МПД при доминирующей роли неравновесной термодинамики, ведущей, в частности, к формированию стационарного состояния в условиях протекания динамической рекристаллизации. Второй этап (стадия разгрузки) соответствует приостановке деформации и релаксации системы в соответствии с закономерностями, присущими закрытой системе. Стадия релаксации протекает за очень короткий промежуток времени (по-видимому, микросекунды [140]). Но если температура достаточно высока (в нашем случае выше 500°C), то ограниченного времени релаксации может оказаться вполне достаточно для протекания процессов, характеризующихся высокими скоростями и малыми путями диффузии. Именно к таким процессам можно отнести атомное упорядочение, для реализации которого необходимы перемещения атомов в рамках одной элементар-

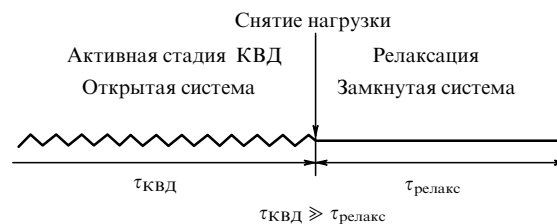


Рис. 27. Схема двух стадий процесса КВД: первая стадия — процесс МПД, вторая стадия — процесс релаксации после снятия внешней нагрузки [200].

ной ячейки. Для каждого подобного процесса требуется определённое время релаксации, которое в определённых температурных условиях должно быть меньше критического времени структурной релаксации, определяемого условиями МПД и природой материала.

Аналогичные исследования в сплаве FeCo, упорядоченном по типу B2, продемонстрировали ещё более неожиданные результаты [204]. В этой работе методом дифракции тепловых нейтронов и EXAFS-спектроскопии были изучены особенности протекания атомного упорядочения и зависящих от него структурных и магнитных характеристик в сплаве под воздействием КВД при комнатной и повышенных температурах деформации и последующего отжига. Методом дифракции тепловых нейтронов (длина волны $\lambda = 1,675 \text{ \AA}$) на базе реактора ИР-8 Национального исследовательского центра (НИЦ) "Курчатовский институт" определялась степень дальнего атомного упорядочения по типу B2 после различных значений КВД. EXAFS-спектры выше K -краёв поглощения Co и Fe были измерены на экспериментальной станции "Структурное материаловедение" источника синхротронного излучения Сибирь-2 НИЦ "Курчатовский институт" в режиме пропускания при комнатной температуре. Было обнаружено резкое снижение степени дальнего порядка по мере роста КВД (рис. 28) в соответствии с данными EXAFS-спектроскопии, из которых следует сохранение почти идеального упорядочения по типу B2 в ближайших координационных сферах атомов Fe и Co (рис. 29, табл. 1 и 2). Полученные результаты демонстрируют некоторые противоречия: сохранение почти идеального дальнего порядка

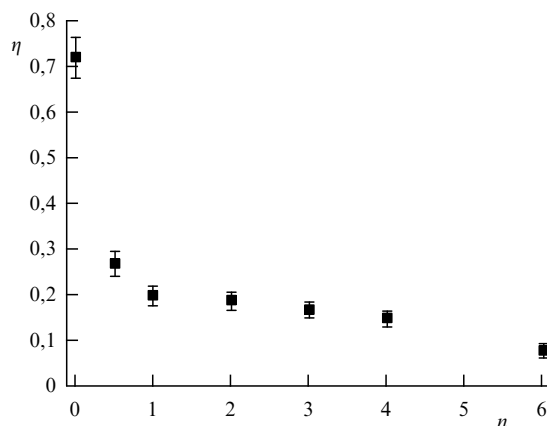


Рис. 28. Влияние величины КВД (n) при комнатной температуре на степень дальнего порядка по типу B2 (η), установленная для сплава FeCo методом дифракции тепловых нейтронов [204].

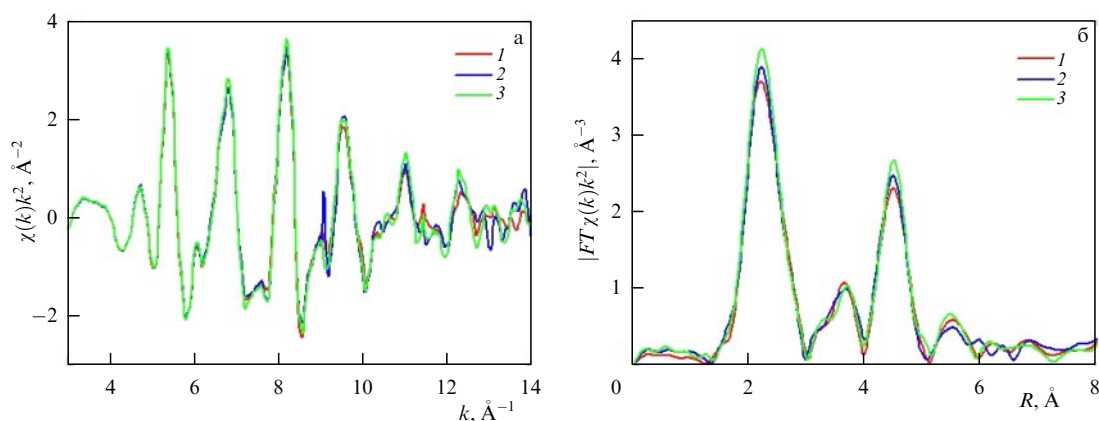


Рис. 29. Экспериментальные EXAFS функции (а), измеренные выше K -края Co, а также соответствующие модули фурье-преобразования экспериментальных EXAFS-функций (б) для образцов сплава FeCo; 1 — исходное состояние до КВД, 2 — КВД при $n = 1$, 3 — КВД при $n = 4$. КВД производится при комнатной температуре [204].

Таблица 1. Результаты расчётов влияния КВД на тип ближайших соседей для атомов Fe в сплаве FeCo

| Исходное состояние | | | |
|--------------------|---------------|------------------------|-------------------------------------|
| | $N_n \pm 0,5$ | $R \pm 0,01, \text{Å}$ | $\sigma^2 \pm 0,001, \text{Å}^{-1}$ |
| Fe–Fe | 1 | 2,16 | 0,007 |
| Fe–Co | 7 | 2,42 | 0,010 |
| Fe–Fe | 6 | 2,79 | 0,007 |
| КВД ($n = 1$) | | | |
| Fe–Fe | 1 | 2,16 | 0,008 |
| Fe–Co | 7 | 2,42 | 0,010 |
| Fe–Fe | 4 | 2,85 | 0,006 |
| КВД ($n = 4$) | | | |
| Fe–Fe | 1,5 | 2,19 | 0,012 |
| Fe–Co | 6,5 | 2,42 | 0,009 |
| Fe–Fe | 6 | 2,79 | 0,007 |

по типу В2 в ближайших координационных сферах атомов Fe и Co вне зависимости от величины КВД (EXAFS-спектроскопия), но в то же время резкое снижение степени дальнего порядка по типу В2 по мере возрастания КВД-деформации (дифракция нейтронов).

В работе [204] авторы пришли к выводу о том, что обнаруженные противоречия являются кажущимися. Подобное заключение основано на следующем. Диссипативная тепловая энергия, возникающая при КВД как в сплавах Fe–Al, так и в сплавах Fe–Co, способна привести к кратковременному повышению температуры деформируемого твёрдого тела, в результате которого формируются области упорядоченной структуры [200]. В системе Fe–Al энергия упорядочения твёрдого раствора и диффузионная подвижность атомов столь велики, что атомное упорядочение по типу В2 успевает реализоваться в значительной степени. В сплаве Fe–Co при существенных значениях энергии упорядочения в первой и второй координационных сферах (соответственно $(500 \pm 160)k$ и $(0 \pm 120)k$, где $k = 13,8 \times 10^{-24}$ Дж [205]) фазовый переход А2 (ОЦК неупорядоченный твёрдый раствор) → В2 успевает пройти в гораздо меньшей

Таблица 2. Результаты расчётов влияния КВД на тип ближайших соседей для атомов Co в сплаве FeCo

| Исходное состояние | | | |
|--------------------|---------------|------------------------|-------------------------------------|
| | $N_n \pm 0,5$ | $R \pm 0,01, \text{Å}$ | $\sigma^2 \pm 0,001, \text{Å}^{-1}$ |
| Co–Co | 1 | 2,15 | 0,008 |
| Co–Fe | 7 | 2,46 | 0,009 |
| Co–Co | 4 | 2,85 | 0,006 |
| Co–Fe | 2 | 2,72 | 0,004 |
| КВД ($n = 1$) | | | |
| Co–Co | 1 | 2,18 | 0,017 |
| Co–Fe | 7 | 2,47 | 0,008 |
| Co–Co | 4 | 2,85 | 0,006 |
| Co–Fe | 2 | 2,69 | 0,002 |
| КВД ($n = 4$) | | | |
| Co–Co | 1 | 2,18 | 0,011 |
| Co–Fe | 7 | 2,47 | 0,008 |
| Co–Co | 5 | 2,85 | 0,009 |
| Co–Fe | 1 | 2,72 | 0,001 |

степени, чем в сплавах Fe–Al, вследствие того что сплавы Fe–Co имеют при тех же температурах существенно более низкие значения коэффициентов самодиффузии [206, 207]). Это приводит к тому, что дальний порядок в изученном сплаве Fe–Co реализуется в процессе КВД в виде ультрадисперсных доменов, охватывающих лишь несколько координационных сфер. Подобные домены не способны формировать сверхструктурные линии на нейтронограммах, но формируют EXAFS спектры, соответствующие высокой степени атомного порядка по типу В2 в ближайших координационных сферах атомов Fe и Co. Таким образом, деформация КВД при комнатной температуре в сплаве Fe–Co подавляет дальний порядок по типу В2 ($\eta \rightarrow 0$), но сохраняет высокую степень локального упорядочения по типу В2 в ближайших координационных сферах. Тот факт, что намагничённость насыщения σ при этом не снижается по мере роста n (см. рис. 7), по существу

означает, что, в полном соответствии с современными теоретическими представлениями [208], именно обменное взаимодействие атомов Fe и Co в ближайших координационных сферах определяет ферромагнитные характеристики сплава.

6.2.2. Перераспределение компонентов в композиционных материалах. Одним из наиболее значимых сопутствующих процессов, не создающих деформационных эффектов, является изменение локальных концентраций компонентов в химически неоднородных материалах под воздействием МПД. Большой интерес в связи с этим вызывает поведение при МПД композиционных материалов, состоящих из нескольких структурных составляющих, существенно отличающихся по своему химическому составу или обладающих ограниченной взаимной растворимостью [209]. Атомные механизмы перераспределения компонентов при низких температурах в процессе МПД являются дискуссионными. Чаще всего их связывают либо с прямым перемешиванием атомов, не вызывающим дислокационно-подобных сдвигов [210], либо с процессами, близкими по своей природе к механизму Х. Гляйтера [211] (взаимодействие движущихся дислокаций с мигрирующими атомами примеси).

В процессе взаимодействия атомных составляющих композита, которые ограниченно растворимы и даже полностью взаимно нерастворимы при равновесии, в ходе МПД могут происходить различные процессы [212]: образование пересыщенных твёрдых растворов на базе одного из компонентов (например, в системе Cu–Nb [213]), образование аморфных фаз переменного состава (например, в той же системе Cu–Nb [214]) или образование на межфазных границах новых фаз, заметно упрочняющих композиционный материал (например, наночастицы фазы Al_2Cu в системе Al–Cu [215] или фаз $AlTi$, Al_3Ti и $AlTi_3$ в системе Al–Ti [216]). В последнем случае упрочняющие наночастицы были обнаружены в переходной граничной зоне двух ленточных образцов Al и Cu, продеформированных в камере Бриджмена на пять оборотов при комнатной температуре и гидростатическом давлении 5 ГПа.

В работе [217] совместной КВД обработке подвергались композиты, состоящие из свободно уложенных чередующихся лент двух аморфных сплавов на основе железа и кобальта. Методом электронной масс-спектрометрии установлены три стадии эволюции структурно-фазового состояния формирующихся композитов по мере роста величины КВД-деформации. На первой стадии структурные составляющие композита деформируются достаточно независимо друг от друга, обеспечивая лишь механическое сцепление соседних слоёв. На второй стадии КВД происходит межфазное взаимодействие тонких приграничных областей с эффектами вихревого перемешивания и с образованием боридных упрочняющих фаз. На заключительной третьей стадии КВД переносимые вихревые потоки вещества взаимодействуют вплоть до полного перемешивания и образования гомогенного многокомпонентного сплава, что по существу эквивалентно "исчезновению" исходного композита.

7. Заключение

1. МПД является структурно обусловленным, самостоятельным и специфическим этапом пластической дефор-

мации, присущим всем твёрдым телам вне зависимости от схемы напряжённого состояния. Он реализуется по особым структурным механизмам, включающим дислокационную, дисклинационную, зернограничную и другие моды активного пластического течения в сочетании со структурными перестройками релаксационной и диссипативной природы.

2. Закономерности МПД целиком основаны на постулатах неравновесной термодинамики. Деформируемое твёрдое тело следует рассматривать как механическую диссипативную систему, в которой полная энергия непрерывно снижается или рассеивается, переходя в другие, немеханические формы энергии (химическую, электромагнитную, тепловую и т.п.). В рамках аппарата неравновесной эволюционной термодинамики удаётся с единых позиций описать изменение дефектной структуры поликристаллических и аморфных металлических материалов в ходе МПД. С помощью явного учёта основных каналов диссипации, генерации и аннигиляции дефектов основное соотношение термодинамики (соотношение Гиббса) обобщено на случай сильнонеравновесного процесса МПД. Общей чертой всех процессов при МПД является наличие стационарного состояния, естественным образом описываемого в рамках формализма НЭТ.

3. Структурные процессы, реализующиеся при МПД, можно условно разделить на две независимые (или слабо взаимодействующие) группы: процессы, непосредственно ответственные за осуществление пластического течения, и сопутствующие процессы, оказывающие лишь косвенное влияние на пластическую деформацию. МПД, как правило, включает в себя стадию развитой пластической деформации, при которой активно протекают процессы деформационной фрагментации с образованием относительно свободных от дефектов областей, разделённых границами с широким спектром кристаллографических разориентировок, включая малые, средние и большие угловые значения.

4. Для перестройки дефектной структуры в процессе МПД "жизненно" необходима пластическая деформация. Она играет роль фундаментального движения, с помощью которого формируется новый тип равновесного состояния — предельная или стационарная структура. Тепловое движение в процессах МПД играет второстепенную, подчинённую роль. Оно важно только для процессов "мягкой" релаксации после завершения МПД, когда с помощью атомной диффузии система "ликвидирует" отклонения от классического термодинамического равновесия.

5. При обычных (макропластических) деформациях происходит постепенное накопление упругой энергии (деформационное упрочнение), и лишь на стадии МПД включаются мощные аккомодационные и диссипативные процессы. Дополнительными эффективными каналами релаксации механической энергии являются: дислокационно-дисклинационная аккомодация, динамическая рекристаллизация, фазовые превращения (включая переход в аморфное состояние). Поток подводимой к твёрдому телу механической энергии полностью преобразуется в тепловую энергию по мере перехода системы на стационарный режим МПД. В связи с этим представляются недостаточно корректными высказывания ряда авторов о том, что при МПД отсутствуют процессы выделения скрытой теплоты деформационного произ-

хождения и соответствующие эффекты локального и кратковременного повышения температуры [90].

6. С учётом двух типов основных структурных дефектов (дислокаций и границ зёрен) для поликристаллов теоретически и экспериментально получена единая кривая упрочнения, которая на начальной стадии МПД аппроксимируется законом Холла–Петча, далее на основной, наиболее интенсивной стадии процесса — линейным законом упрочнения. Переход системы на стационарный режим для обоих типов дефектов приводит к полному отсутствию эффектов деформационного упрочнения.

7. Явление фрагментации является основным следствием процесса дислокационно-дисклинационной аккумуляции и может быть описано моделью В.В. Рыбина [45] с привлечением модели динамической рекристаллизации [50]. Попытка авторов [38] искусственно разделить процесс гигантских пластических деформаций на "интенсивные пластические деформации" (фрагментация присутствует) и на "большие пластические деформации" (фрагментация отсутствует) является ошибочной и не только не проясняет, но наоборот, ещё более усложняет понимание физических процессов, протекающих при значительных деформациях, и создаёт при этом немалую путаницу. Например, из работы [38] следует, что пластическую деформацию методом прокатки следует отнести к "большим пластическим деформациям", хотя хорошо известно [45], что при холодной прокатке поликристаллов ОЦК металлов наблюдаются явные признаки фрагментации.

8. Важно отметить циклический характер процессов при МПД. Конкуренция зарождения и аннигиляции дефектов протекает на различных стадиях с неодинаковой скоростью. На начальной стадии преобладают процессы генерации структурных дефектов или новых фаз, а на более поздних стадиях — их аннигиляции. В зависимости от характеристик дефектов и текущего состояния системы выход на стационарный режим может либо осуществляться плавно, либо приобрести осциллирующий и затухающий характер.

9. Конкретный сценарий структурных перестроек при МПД определяется их способностью эффективно компенсировать прирост внутренней энергии открытой системы. Он зависит от ряда факторов (температура, величина барьера Пайерлса дислокаций и их способность к диффузионным перестройкам, разность свободных энергий неравновесных и равновесных кристаллических и аморфных фаз).

10. Протекание МПД вовсе не гарантирует образования нанокристаллического состояния с размером кристаллитов менее 100 нм, разделённых высокоугловыми или межфазными границами. Например, в чистых металлах с высокой дислокационной подвижностью это практически исключено. Важным фактором образования наноструктур при МПД является протекание фазовых превращений мартенситного и диффузионного типа, а также переход в аморфное состояние. Стимулируя фазовые превращения путём варьирования температуры и химического состава материалов, мы в состоянии получить наноструктуры различного вида.

11. Можно весьма точно определить критическую деформационную область, где макропластическая деформация переходит в МПД. Граничная область реализации МПД чётко определяется началом активации одного из

возможных дополнительных каналов диссипации. Морфологически стадия МПД может быть зафиксирована, например, появлением в структуре динамически рекристаллизованных зёрен или микрообластей аморфной фазы.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования России (код проекта 0718-2020-0037), а также в рамках проекта РНФ № 19-72-20066 и РФФИ № 20-12-50035 "Экспансия".

Список литературы

1. Фортвов В Е *Экстремальные состояния вещества* (М.: Физматлит, 2009)
2. Фортвов В Е *УФН* **177** 347 (2007); Fortov V E *Phys. Usp.* **50** 333 (2007)
3. Канель Г И, Фортвов В Е, Разоренов С В *УФН* **177** 809 (2007); Kanel' G I, Fortov V E, Razorenov S V *Phys. Usp.* **50** 771 (2007)
4. Фортвов В Е *УФН* **179** 653 (2009); Fortov V E *Phys. Usp.* **52** 615 (2009)
5. Канель Г И, Зарецкий Е Б, Разоренов С В, Ашитков С И, Фортвов В Е *УФН* **187** 525 (2017); Kanel' G I, Zaretskii E B, Razorenov S V, Ashitkov S I, Fortov V E *Phys. Usp.* **60** 490 (2017)
6. Фортвов В Е, Ломоносов И В *УФН* **184** 231 (2014); Fortov V E, Lomonosov I V *Phys. Usp.* **57** 219 (2014)
7. Козлов Э В и др. *Основы пластической деформации наноструктурных материалов* (М.: Физматлит, 2016); Пер. на англ. яз.: Glezer A M et al. *Plastic Deformation of Nanostructured Materials* (Boca Raton, FL: Taylor and Francis Group, 2017)
8. Beygelzimer Y et al. *Adv. Mater.* **33** 2005473 (2021)
9. Bridgman P W *Studies in Large Plastic Flow and Fracture, with Special Emphasis on the Effects of Hydrostatic Pressure* (Cambridge, MA: Harvard Univ. Press, 1964); Пер. на русск. яз.: Бриджмен П У *Исследования больших пластических деформаций и разрыва: влияние высокого гидростатического давления на механические свойства материалов* (М.: Либроком, 2010)
10. Раковский А В *УФН* **1** 39 (1918)
11. Бриджмен П *УФН* **16** 64 (1936); Bridgman P W *Rev. Mod. Phys.* **7** 1 (1935)
12. Бриджмен П В *УФН* **20** 513 (1938); Bridgman P W *Trans. Am. Inst. Met. Eng.* **128** 15 (1938)
13. Бриджмен П *УФН* **29** 305 (1946); Bridgman P W *Am. Scientist* **31** (1) 1 (1943)
14. Бриджмен П *УФН* **31** 53 (1947); Bridgman P W *Rev. Mod. Phys.* **18** 1 (1946) pp. 1–27
15. Бриджмен П *УФН* **31** 210 (1947); Bridgman P W *Rev. Mod. Phys.* **18** 1 (1946) pp. 27–59
16. Бриджмен П *УФН* **31** 346 (1947); Bridgman P W *Rev. Mod. Phys.* **18** 1 (1946) pp. 59–93
17. Zhilyaev A P, Langdon T G *Prog. Mater. Sci.* **53** 893 (2008)
18. Береснев Б И и др. *Некоторые вопросы больших пластических деформаций металлов при высоких давлениях* (М.: Изд-во АН СССР, 1960); Пер. на англ. яз.: Beresnev B I *Some Problems of Large Plastic Deformation of Metals at High Pressures* (Oxford: Pergamon Press, 1963)
19. Жорин В А, Лившиц Л Д, Ениколопан Н С *ДАН СССР* **258** 110 (1981)
20. Segal V M *Mater. Sci. Eng. A* **271** 322 (1999)
21. Valiev R Z, Islamgaliev R K, Alexandrov I V *Prog. Mater. Sci.* **45** 103 (2000)
22. Глезер А М, Метлов Л С *ФТТ* **52** 1090 (2010); Glezer A M, Metlov L S *Phys. Solid State* **52** 1162 (2010)
23. Glezer A M, Sundeev R V *Mater. Lett.* **139** 455 (2015)
24. Разумов И К, Горностырев Ю Н, Ермаков А Е *ФММ* **119** 1195 (2018); Razumov I K, Gornostyrev Yu N, Ermakov A E *Phys. Met. Metallogr.* **119** 1133 (2018)
25. Дударев Е Ф *Микропластическая деформация и предел текучести поликристаллов* (Томск: Томский ун-т, 1988)
26. McMahon C J (Jr.) (Ed.) *Microplasticity* (Advances in Materials Research, Vol. 2) (New York: Interscience, 1968); Пер. на русск.

- яз.: Геминев В Н, Рахштадт А Г (Ред.) *Микропластичность* (Сб. статей, пер. с англ. Е К Захарова) (М.: Металлургия, 1972)
27. Штремель М А *Прочность сплавов* Ч. 2 (М.: МИСиС, 1997)
 28. Головин Ю И *Универсальные принципы естествознания* (Тамбов: Тамбовский гос. ун-т, 2002)
 29. Метлов Л С *Металлофизика и новейшие технологии* **29** 335 (2007)
 30. Metlov L S *Phys. Rev. E* **90** 022124 (2014)
 31. Pérez-Reche F-J, Truskinovsky L, Zanzotto G *Phys. Rev. Lett.* **99** 075501 (2007)
 32. Metlov L S *Phys. Rev. E* **81** 051121 (2010)
 33. Глезер А М *Изв. РАН. Сер. физ.* **71** 1764 (2007); Glezer A M *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **71** 1722 (2007)
 34. Поздняков В А, Глезер А М *Изв. РАН. Сер. физ.* **68** 1449 (2004); Pozdnyakov V A, Glezer A M *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **68** 1621 (2004)
 35. Метлов Л С *Неравновесная эволюционная термодинамика и ее приложения* (Донецк: Ноулдидж. Донецкое отд., 2014)
 36. Glezer A M et al. *Mater. Sci. Forum* **584–586** 227 (2008)
 37. Метлов Л С *Изв. РАН. Сер. физ.* **72** 1353 (2008); Metlov L S *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **72** 1283 (2008)
 38. Utyashev F Z, Beygelzimer Y E, Valiev R Z *Adv. Eng. Mater.* **23** 2100110 (2021)
 39. Утяшев Ф З, Рааб Г И *Деформационные методы получения и обработки ультрамелкозернистых и наноструктурных материалов* (Уфа: Гилем, 2013)
 40. Утяшев Ф З и др. *Деформация и разрушение материалов* (10) 2 (2018); Пер. на англ. яз.: Utyashev F Z et al. *Russ. Metallurgy (Metally)* **2019** (4) 281 (2019)
 41. Segal V *Metals* **10** 244 (2020)
 42. Segal V *Mater. Sci. Eng. A* **338** 331 (2002)
 43. Valiev R Z, Langdon T G *Prog. Mater. Sci.* **52** 881 (2006)
 44. Bridgman P W J. *Appl. Phys.* **17** 692 (1946)
 45. Рыбин В В *Большие пластические деформации и разрушение металлов* (М.: Металлургия, 1986)
 46. Estrin Y, Vinogradov A *Acta Mater.* **61** 782 (2013)
 47. Vinogradov A, Estrin Y *Prog. Mater. Sci.* **95** 172 (2018)
 48. Свирина Ю В, Перевезенцев В Н *Деформация и разрушение материалов* (7) 2 (2013); Пер. на англ. яз.: Svirina Yu V, Perevezentsev V N *Russ. Metallurgy (Metally)* **10** 807 (2014)
 49. Глезер А М и др. *Докл. РАН* **457** 535 (2014); Glezer A M et al. *Dokl. Phys.* **59** 360 (2014)
 50. Glezer A M, Tomchuk A A *Rev. Adv. Mater. Sci.* **45** 9 (2016)
 51. Kopylov V I, Chuvil'deev V N, in *Severe Plastic Deformation* (Ed. A Burhanettin) (New York: Nova Science Publ., 2006)
 52. Чувильдеев В Н и др. *Докл. РАН* **396** 332 (2004); Chuvil'deev V N et al. *Dokl. Phys.* **369** 332 (2014)
 53. Чувильдеев В Н *Неравновесные границы зерен в металлах. Теория и приложения* (М.: Физматлит, 2004)
 54. Малыгин Г А *УФН* **169** 979 (1999); Malygin G A *Phys. Usp.* **42** 887 (1999)
 55. Малыгин Г А *ФТТ* **44** 1979 (2002); Malygin G A *Phys. Solid State* **44** 1305 (2002)
 56. Панин В Е и др. *Изв. вузов. Физика* **30** 34 (1987); Panin V E et al. *Sov. Phys. J.* **30** 24 (1987)
 57. Базаров И П *Термодинамика* (М.: Высшая школа, 1991); Пер. на англ. яз.: Bazarov I P *Thermodynamics* (Oxford: Pergamon Press, 1964)
 58. Metlov L S *Phys. Rev. Lett.* **106** 165506 (2011)
 59. Олемской А И, Хоменко А В *ЖЭТФ* **110** 2144 (1996); Olemskoi A I, Khomenko A V *J. Exp. Theor. Phys.* **83** 1180 (1996)
 60. Хоменко А В, Ляшенко Я А *УФН* **182** 1081 (2012); Khomenko A V, Lyashenko I A *Phys. Usp.* **55** 1008 (2012)
 61. Прокофьева О В и др. *Деформация и разрушение материалов* (2) 76 (2017); Пер. на англ. яз.: Prokof'eva O V et al. *Russ. Metallurgy (Metally)* **2017** (3) 226 (2017)
 62. Rubi J M, Gadowski A *Physica A* **326** 333 (2003)
 63. Метлов Л С *Физика и техника высоких давлений* **29** (1) 28 (2019)
 64. Хоменко А В, Трощенко Д С, Метлов Л С *Металлофизика и новейшие технологии* **39** (2) 265 (2017)
 65. Firstov S A et al. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **4** 155 (2003)
 66. Печина Е А и др. *Деформация и разрушение материалов* **4** (4) 41 (2013); Пер. на англ. яз.: Pechina E A et al. *Russ. Metallurgy (Metally)* **2014** (10) 846 (2014)
 67. Метлов Л С *Деформация и разрушение материалов* (2) 40 (2007)
 68. Метлов Л С, Глезер А М, Варюхин В Н *Деформация и разрушение материалов* (5) 8 (2014); Пер. на англ. яз.: Metlov L S, Glezer A M, Varyukhin V N *Russ. Metallurgy (Metally)* **2015** (4) 269 (2015)
 69. Sakai T, Miura H, Yang X *Mater. Sci. Eng. A* **499** 2 (2005)
 70. Глезер А М *УФН* **182** 559 (2012); Glezer A M *Phys. Usp.* **55** 522 (2012)
 71. Sakai T et al. *Acta Mater.* **57** 153 (2009)
 72. Humphreys F J, Hatherly M *Recrystallization and Related Annealing Phenomena* (Amsterdam: Elsevier, 2004)
 73. Kassner M E, Barrabes S R *Mater. Sci. Eng. A* **410–411** 152 (2005)
 74. Андриевский Р А, Глезер А М *УФН* **179** 337 (2009); Andrievskiy R A, Glezer A M *Phys. Usp.* **52** 315 (2009)
 75. Gutkin M Y, Ovid'ko I A *Plastic Deformation of Nanocrystalline Materials* (Berlin: Springer, 2004)
 76. Glezer A M et al. *Mater. Lett.* **161** 360 (2015)
 77. Глезер А М и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **78** 1273 (2014); Glezer A M et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **78** 1155 (2014)
 78. Блинова Е Н и др. *Материаловедение* (5) 32 (2005)
 79. Налимов В В *Теория эксперимента* (М.: Наука, 1974)
 80. Горелик С С и др. *Рекристаллизация металлов и сплавов* (М.: МИСиС, 2005)
 81. Schwartz A et al. (Eds) *Electron Backscatter Diffraction in Materials Science* (New York: Springer, 2009)
 82. Глезер А М и др. *Письма в ЖТФ* **43** (8) 79 (2017); Glezer A M et al. *Tech. Phys. Lett.* **43** 399 (2017)
 83. Глезер А М и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **83** 1274 (2019); Glezer A M et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **83** 1250 (2019)
 84. Глезер А М и др. *Изв. вузов. Физика* (8) 196 (2019); Glezer A M et al. *Russ. Phys. J.* **62** 1518 (2019)
 85. Шурыгина Н А и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **82** (9) 50 (2018); Shurygina N A et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **82** (9) 37 (2018)
 86. Nazarov A A, Murzaev R T *Comput. Mater. Sci.* **151** 204 (2018)
 87. Назаров А А *Письма о материалах* **8** (3) 372 (2018); Nazarov A A *Lett. Mater.* **8** (3) 372 (2018)
 88. Baretzky B et al. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **9** 45 (2005)
 89. Edalati K, Horita Z *Mater. Sci. Eng. A* **652** 325 (2016)
 90. Разумов И К и др. *УФН* **190** 785 (2020); Razumov I K et al. *Phys. Usp.* **63** 733 (2020)
 91. Kondratyev V V, Kesarev A G, Lomaev I L *Diff. Found.* **5** 129 (2015)
 92. Инденбом В Л *Письма в ЖЭТФ* **12** 526 (1970); Indenbom V L *JETP Lett.* **12** 369 (1970)
 93. Ермаков А Е и др. *ФММ* **88** (3) 5 (1999); Ermakov A E et al. *Phys. Met. Metallogr.* **88** 211 (1999)
 94. Eckert J et al. *J. Appl. Phys.* **73** 2794 (1993)
 95. Разумов И К, Горностырев Ю Н, Ермаков А Е *ФТТ* **61** 346 (2019); Razumov I K, Gornostyrev Y N, Ermakov A E *Phys. Solid State* **61** 214 (2019)
 96. Levitas V I *Int. J. Plastic.* **106** 164 (2018)
 97. Martin G *Phys. Rev. B* **30** 1424 (1984)
 98. Страумал Б Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **112** 45 (2020); Straumal B B et al. *JETP Lett.* **112** 37 (2020)
 99. Mazilkin A A et al. *Mater. Trans.* **60** 1489 (2019)
 100. Prigogine I *Introduction to Thermodynamics of Irreversible Processes* (Springfield, IL: Thomas, 1955); Пер. на русск. яз.: Пригожин И *Введение в термодинамику необратимых процессов* (М.–Ижевск: РХД, 2001)
 101. Kwon Y S et al. *Phys. Rev. B* **75** 144112 (2007)
 102. Edalati K et al. *Mater. Sci. Eng. A* **714** 167 (2018)
 103. Конева Н А, Козлов Э В, Тришкина Л И *Металлофизика* **10** 49 (1991)
 104. Edalati K et al. *Mater. Sci. Eng. A* **528** 7301 (2011)
 105. Pereira P H R et al. *Mater. Sci. Eng. A* **593** 185 (2014)
 106. Sagaradze V V et al. *Mater. Lett.* **172** 207 (2016)
 107. Глезер А М, Зайченко С Г, Плотникова М Р *Изв. РАН. Сер. физ.* **76** (1) 63 (2012); Glezer A M, Zaichenko S G, Plotnikova M R *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **76** (1) 54 (2012)

108. Honeycombe R W K *The Plastic Deformation of Metals* (London: Edward Arnold, 1968); Пер. на русск. яз.: Хоникомб Р *Пластическая деформация металлов* (М.: Мир, 1972)
109. Koneva N A et al. *Mater. Sci. Eng. A* **234–236** 614 (1997)
110. Фирстов С А и др. *Изв. вузов. Физика* (3) 41 (2002); Firstov S A et al. *Russ. Phys. J.* **45** 251 (2002)
111. Глезер А М, Поздняков В А *Докл. РАН* **398** 756 (2004); Glezer A M, Pozdnyakov V A *Dokl. Phys.* **49** 570 (2004)
112. Быков В М, Лихачев В А, Никонов Ю А *ФММ* **45** (1) 163 (1978)
113. Метлов Л С *Стохастические и термодинамические методы в физике* (Донецк: ДонНУ, 2014)
114. Глезер А М, Сундеев Р В, Шалимова А В *Докл. РАН* **440** (1) 39 (2011); Glezer A M, Sundeev R V, Shalimova A V *Dokl. Phys.* **56** 476 (2011)
115. El-Eskanarany M et al. *Acta Metal.* **50** 1113 (2002)
116. Татьяна Е В и др. *ФТТ* **39** 1237 (1997); Tat'yanin E V et al. *Phys. Solid State* **39** 1097 (1997)
117. Prokoshkin S D et al. *Acta Mater.* **53** 2703 (2005)
118. Зельдович В И и др. *ФММ* **99** 90 (2005); Zeldovich V I et al. *Phys. Met. Metallogr.* **99** 425 (2005)
119. Гундеров Д В *Электронный журн. Исследовано в России* 1404 (2006) <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2006/151.pdf>
120. Пушин В Г и др. *ФММ* **83** (6) 149 (1997); Pushin V G et al. *Phys. Met. Metallogr.* **83** (6) 673 (1997)
121. Носова Г И и др. *Кристаллография* **54** (6) 149 (2009); Nosova G I et al. *Crystallogr. Rep.* **54** 1065 (2009)
122. Глезер А М и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **74** 1576 (2010); Glezer A M et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **74** 1488 (2010)
123. Sundeev R V et al. *Mater. Lett.* **214** 115 (2018)
124. Babanov Y A et al. *Phys. Status Solidi B* **105** 747 (1981)
125. Ershov N V et al. *Phys. Status Solidi B* **108** 103 (1981)
126. Sundeev R V et al. *Mater. Sci. Eng. A* **679** 1 (2017)
127. Perepezko J H, Hebert R J *JOM* **54** 34 (2002)
128. Шабашов В А и др. *ФММ* **113** 517 (2012); Shabashov V A et al. *Phys. Met. Metallogr.* **113** 489 (2012)
129. Sundeev R V et al. *Mater. Design* **135** 77 (2017)
130. Sagaradze V V et al. *Philos. Mag.* **96** 1724 (2016)
131. Straumal B B et al. *Acta Mater.* **122** 60 (2017)
132. Greer A L, Cheng Y Q, Ma E *Mater. Sci. Eng. R* **74** 71 (2013)
133. Langer J S *Phys. Rev. E* **77** 021502 (2008)
134. Bouchbinder E, Langer J S *Phys. Rev. Lett.* **106** 148301 (2011)
135. Хаймович П А *Вопросы атомной науки и техники Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение* (4) 28 (2006)
136. Chen H et al. *Nature* **367** 541 (1994)
137. Глезер А М и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **73** 1302 (2009); Glezer A M et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **73** 1233 (2009)
138. Сундеев Р В и др. *Деформация и разрушение материалов* (5) 2 (2013); Пер. на англ. яз.: Sundeev R V et al. *Russ. Metallurgy (Metally)* **2014** (10) 778 (2014)
139. Li J G et al. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **18** 577 (2008)
140. Lewandowski J J, Greer A L *Nat. Mater.* **5** 15 (2006)
141. Bazlov A I et al. *Met. Mater. Int.* **24** 481 (2018)
142. Pan J et al. *Acta Mater.* **59** 5146 (2011)
143. Maaß R et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 171902 (2014)
144. Donovan P E, Stobbs W M *Acta Met.* **29** 1419 (1981)
145. Глезер А М и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **77** 1687 (2013); Glezer A M et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **77** 1391 (2013)
146. Глезер А М, Потекаев А И, Черетаева А О *Температурно-временная стабильность аморфных сплавов* (М.: Физматлит, 2016); Пер. на англ. яз.: Glezer A M, Potekaev A I, Chereetaeva A O *Thermal and Time Stability of Amorphous Alloys* (Boca Raton, FL: Taylor and Francis, 2017)
147. Ubyivovk E V, Boltynjuk E V, Gunderov D V *Mater. Lett.* **209** 327 (2017)
148. Aronin A et al. *J. Alloys Comp.* **715** 176 (2017)
149. Shabashov V A et al. *Philos. Mag.* 1412586 (2017)
150. Sundeev R V et al. *J. Alloys Comp.* **797** 622 (2019)
151. Feltz A *Amorphous Inorganic Materials and Glasses* (Weinheim: VCH, 1993)
152. Бражкин В В *УФН* **189** 665 (2019); Brazhkin V V *Phys. Usp.* **62** 623 (2019)
153. Понятовский Е Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **61** 217 (1995); Ponyatovsky E G et al. *JETP Lett.* **61** 222 (1995)
154. Попова С В, Бражкин В В, Дюжева Т И *УФН* **178** 1104 (2008); Popova S V, Brazhkin V V, Dyuzheva T I *Phys. Usp.* **51** 1064 (2008)
155. Глезер А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **105** 311 (2017); Glezer A M et al. *JETP Lett.* **105** 332 (2017)
156. Nakayma H, Tsuchiya K K, Umamoto M *Scr. Mater.* **44** 1781 (2001)
157. Huang Y et al. *Philos. Mag. Lett.* **84** 183 (2004)
158. Tatyani Y V et al. *Phys. Status Solidi A* **121** 455 (1990)
159. Inaekyan K et al. *J. Alloys Comp.* **473** 71 (2009)
160. Sundeev R V, Glezer A M, Shalimova A V *J. Alloys Comp.* **611** 292 (2014)
161. Lu J P, Liu C T *Acta Mater.* **50** 3501 (2002)
162. Sundeev R V, Glezer A M, Shalimova A V *Mater. Lett.* **175** 72 (2016)
163. Коржиков А В, Тюменцев А Н, Дитенберг И А *ФММ* **106** 433 (2008); Korzhikov A V, Tyumentsev A N, Ditenberg I A *Phys. Met. Metallogr.* **106** 418 (2008)
164. Gryaznov V G, Kaprellov A M, Romanov A E *Scr. Metal.* **23** 1443 (1989)
165. Glezer A, Pozdnyakov V *Nanostruct. Mater.* **6** 767 (1995)
166. Meyers M A, Mishra A, Benson D J *Prog. Mater. Sci.* **51** 427 (2006)
167. Ovid'ko I A, Valiev R Z, Zhu Y T *Prog. Mater. Sci.* **94** 462 (2018)
168. Van Swygenhoven H, Caro A *Phys. Rev. B* **58** 11246 (1998)
169. Jarmakani H N et al. *Acta Mater.* **56** 5584 (2008)
170. Глезер А М и др. *Письма в ЖТФ* **42** (1) 103 (2016); Glezer A M et al. *Tech. Phys. Lett.* **42** 51 (2016)
171. Ivanisenko Y et al. *Int. J. Mater. Res.* **99** 36 (2008)
172. Shurygina N A et al. *Mater. Sci. Eng. IOP Conf. Ser.* **709** 044090 (2020)
173. Zhang Q S et al. *Acta Mater.* **58** 904 (2010)
174. Gunderov D, Astanin V *Metals* **10** 415 (2020)
175. Rosner H et al. *Ultramicroscopy* **142** 1 (2014)
176. Abrosimova A et al. *Mater. Lett.* **252** 114 (2019)
177. Louzguine-Luzgin D V et al. *J. Non-Cryst. Solids* **396–397** 20 (2014)
178. Glezer A M et al. *Mater. Lett.* **281** 128659 (2020)
179. Mazilkin A et al. *Mater. Trans.* **60** 1489 (2019)
180. Хрипливец И А и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **85** 1008 (2021); Hriplivets I A et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **85** 782 (2021)
181. Глезер А М и др. *ДАН СССР* **272** 1114 (1983)
182. Старцев В И, Ильичев В Я, Пустовалов В В *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах* (М.: Металлургия, 1975)
183. Mironchuk B et al. *Mater. Lett.* **273** 126631 (2020)
184. Boltynjuk E et al. *Defect Diff. Forum* **385** 319 (2018)
185. Beygelzimer Y *Mech. Mater.* **37** 753 (2005)
186. Глезер А М, Томчук А А, Рассадина Т В *Деформация и разрушение материалов* (4) 15 (2014); Пер. на англ. яз.: Glezer A M, Tomchuk A A, Rassadina T V *Russ. Metallurgy (Metally)* **2015** (4) 295 (2015)
187. Beygelzimer Y *Mater. Sci. Forum* **683** 213 (2011)
188. Korneva A et al. *Mater. Charact.* **1144** 151 (2016)
189. Edalati K et al. *Mater. Res. Lett.* **10** 163 (2022)
190. Sauvage X et al. *Scr. Mater.* **60** 1056 (2009)
191. Jang J S C, Koch C C J. *Mater. Res.* **5** 498 (1990)
192. Morri D G, Bonghalem A, in *Proc. Intern. Symp. on Metastable, Mechanically Alloyed and Nanocrystalline Materials, Grenoble, 1994*, p. 552
193. Varin R A, Bystrzycki J, Calka A *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **552** 145 (1999)
194. Dadras M M, Morris D G *Scr. Mater.* **28** 1245 (1993)
195. Pochet P et al. *Phys. Rev. B* **52** 4006 (1995)
196. Rentenberger C, Karnthaler H P *Acta Metal.* **56** 2526 (2008)
197. Bekker H et al. *Mater. Sci. Forum* **88–90** 27 (1992)
198. Старенченко В А, Пантюхова О Д, Старенченко С В *ФТТ* **44** 950 (2002); Starenchenko V A, Pantukhova O D, Starenchenko S V *Phys. Solid State* **44** 994 (2002)
199. Hosokawa A et al. *Mater. Trans.* **55** 1286 (2014)
200. Glezer A M et al. *J. Alloys Comp.* **744** 791 (2018)
201. Marcinkowski M J et al. *J. Mater. Sci.* **10** 406 (1975)
202. Straumal B B et al. *Diffus. Found.* **5** 95 (2015)
203. Swann P R, Duff W R, Fisher R M *Metal. Trans.* **3** 409 (1972)

204. Glezer A M et al. *J. Alloys Comp.* **866** 159021 (2021)
205. Inden G Z. *Metallkunde* **68** 529 (1977)
206. Iijima Y, Lee C-G *Acta Met. Mater.* **43** 1183 (1995)
207. Tokei Z, Bernardini J, Beke D L *Acta Mater.* **47** 1371 (1999)
208. Kakehashi Y *Modern Theory of Magnetism in Metals and Alloys* (Springer Series in Solid-State Sciences, Vol. 175) (Berlin: Springer, 2012)
209. Sundeev R V et al. *Mater. Lett.* **331** 133513 (2023)
210. Bellon P, Averback R S *Phys. Rev. Lett.* **74** 1819 (1995)
211. Gleiter H *Acta Metal.* **16** 455 (1968)
212. Hernández-Escobar D, Kawasaki M, Boehlert C J *Int. Mater. Rev.* **67** (3) 231 (2022)
213. Ekiz E H et al. *Acta Mater.* **72** 178 (2014)
214. Пермякова И Е и др. *Изв. вузов. Физика* (3) 28 (2018); Permyakova I E et al. *Russ. Phys. J.* **61** 428 (2018)
215. Danilenko V N et al. *Mater. Lett.* **236** 51 (2019)
216. Bazarnik P et al. *Mater. Sci. Eng. A* **833** 142549 (2022)
217. Пермякова И Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **113** 468 (2021); Permyakova I E et al. *JETP Lett.* **113** 471 (2021)

Physics of severe plastic deformation

A.M. Glezer^(1,2), **R.V. Sundeev**^(3,a), **A.V. Shalimova**^(2,b), **L.S. Metlov**^(4,5,c)

⁽¹⁾ National University of Science and Technology MISIS, Leninskii prosp. 4, 119049 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ I.P. Bardin Research Institute for Ferrous Metallurgy; ul. Radio 23/9, str. 2, 105005 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ MIREA — Russian Technological University, prosp. Vernadskogo 78, 119454 Moscow, Russian Federation

⁽⁴⁾ A.A. Galkin Physical-Technical Institute, ul. R. Luksemburg 72, Donetsk, Russian Federation

⁽⁵⁾ Donetsk National University, ul. Universitetskaya 24, Donetsk, Russian Federation

E-mail: ^(a) sundeev55@yandex.ru, ^(b) shalimanna@yandex.ru, ^(c) lsmet@donfii.ru

The review describes a number of important recent studies in the field of physical fundamentals of severe plastic deformations (SPDs) in metals and alloys and their further systematization. Based on analyses of experimental data and theoretical approaches, we formulate for the first time three fundamental principles and seven characteristic features inherent in SPD processes. SPD physics is entirely based on the postulates of nonequilibrium thermodynamics. A solid under deformation is considered a mechanical dissipative system in which the total energy continuously decreases or dissipates, converting into other, nonmechanical, forms of energy. Within the framework of the proposed nonequilibrium evolutionary thermodynamics, it is possible to describe from a unified standpoint the evolution of the structure of defects for polycrystalline and amorphous metallic materials upon SPD. We note that the process of mechanical alloying of powders should not be completely identified with SPD processes.

Keywords: severe plastic deformation, structures, fragmentation, dynamic recrystallization, nonequilibrium thermodynamics, defects, dissipation, internal energy, diffusion, phase transformations, amorphous state, evolution equations

PACS numbers: 05.70.Ce, 05.70.Ln, 62.20.M –

Bibliography — 217 references

Received 3 July 2021

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **193** (1) 33–62 (2023)

Physics – Uspekhi **66** (1) (2023)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.07.039024>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.07.039024>