

PACS numbers: 61.72.Bb, 61.72.Ff, 61.72.Hh, 61.72.Lk, 62.20.fg, 62.40.+i, 81.40.Lm

## **Блокировка дислокаций без помощи внешнего напряжения: эксперимент и теория**

Б. А. Гринберг, М. А. Иванов\*, О. В. Антонова, А. М. Пацелов,  
А. В. Плотников, А. М. Власова

*Институт физики металлов УрО РАН,  
ул. С. Ковалевской, 18,  
620990, Екатеринбург, Россия*

*\*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,  
бульв. Акад. Вернадского, 36,  
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Приведены результаты исследования эффекта автоблокировки, представляющего собой превращения скользящих дислокаций в заблокированные при нулевом внешнем напряжении. Эффект был предсказан теоретически на основе простой модели, рассматривающей сверхдислокацию как скопление, в котором одна из дислокаций содействует блокировке другой, а в результате оказываются заблокированными обе. Доказательства существования эффекта, состоящие в наблюдении вытягивания дислокаций вдоль выделенного направления, были получены с помощью экспериментов, включающих пластическую деформацию и последующий нагрев без нагрузки. Для объяснения совокупности экспериментальных результатов была разработана новая концепция, состоящая в том, что при двухдолинном потенциальном рельефе дислокации возникает эффективная сила, пропорциональная разности в глубине долин, которая вызывает превращение дислокации в неразрушаемый барьер. В результате два эффекта, — температурная аномалия предела текучести и автоблокировка, — имеют единую природу — двухдолинный потенциальный рельеф дислокации. Оба этих эффекта наблюдались в интерметаллидах типа  $Ni_3Al$  и  $TiAl$ , а из чистых металлов — в  $Mg$ .

Наведено результати дослідження ефекту автоблокування, що представляє собою перетворення ковзних дислокацій у заблоковані за нульового зовнішнього напруження. Ефект було передбачено теоретично на основі простого моделю, що розглядає наддислокації як скупчення, в якому одна з дислокацій сприяє блокуванню іншої, а в результаті виявляються заблокованими обидві. Докази наявності ефекту, що полягають у спостереженні витягування дислокацій уздовж виділеного напрямку, було одержано за допомогою експериментів, що включають пластичну деформацію та подальший нагрів без навантаження. Для пояснення сукупності експериментальних результа-

тів було розвинено нову концепцію, яка полягає в тому, що при дводинному потенціальному рельєфі дислокації виникає ефективна сила, що пропорційна різниці в глибині долин, яка викликає перетворення дислокації в неруйнівний бар'єр. В результаті два ефекти, — температурна аномалія границі плинності і автоблокування, — мають єдину природу — дводинний потенціальний рельєф дислокації. Обидва ці ефекти спостерігалися в інтерметалідах типу  $Ni_3Al$  і  $TiAl$ , а з чистих металів — у  $Mg$ .

Results of investigation of self-locking effect representing transformation of glide dislocations into the locked ones in the absence of external stress are presented. The effect was predicted theoretically on basis of a simple model considering superdislocation as a pileup, where one of the dislocations contributes to the locking of the other one, and, as a result, both are locked. The proof of the effect occurrence, namely, observation that dislocations elongate along prevailing direction, was experimentally revealed, including a plastic deformation and a subsequent heating without a load. To explain the set of experimental results, a new conception is developed: an effective force, being proportional to the difference of the depths of the valleys, appears, if dislocation has a two-valley potential relief. This force causes transformation of dislocations into an indestructible barrier. Consequently, two effects (the temperature anomaly of the yield stress and the self-locking of dislocations) are of the same common nature. Both effects were observed in the intermetallic compounds such as  $Ni_3Al$  and  $TiAl$  as well as in the pure metals such as  $Mg$ .

**Ключевые слова:** автоблокировка дислокаций, сверхдислокации, скольжение, предел текучести, термомеханическая обработка.

*(Получено 14 февраля 2013 г.)*

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение
2. Сверхдислокация как скопление
  - 2.1. Различные конфигурации сверхдислокации
  - 2.2. Роль ведомой дислокации в процессе блокировки ведущей
  - 2.3. Некоторые следствия условия автоблокировки
3. Наблюдение заблокированных сверхдислокаций при нагреве без нагрузки сплавов на основе  $Ni_3Al$ 
  - 3.1. Образцы и методика
  - 3.2.  $Ni_3(Al, Nb)$ , НТ-деформация и последующий нагрев
  - 3.3.  $Ni_3(Al, Nb)$ , деформация при промежуточных температурах и последующий нагрев
  - 3.4.  $Ni_3(Al, Nb)$ , ВТ-деформация и последующий нагрев
  - 3.5. ВКНА-4У: НТ-деформация и последующий нагрев
  - 3.6.  $Ni_3Fe$ : НТ-деформация и последующий нагрев
4. Автоблокировка дислокаций в интерметаллиде  $Ni_3Ge$ 
  - 4.1. Образцы и методика

- 4.2. Ni<sub>3</sub>Ge, ВТ-деформация и последующий нагрев без нагрузки
- 4.3. Ni<sub>3</sub>Ge, ВТ-деформация и последующее медленное охлаждение
5. Термоактивированное вытягивание сверхдислокаций и одиночных дислокаций вдоль выделенных направлений в TiAl
  - 5.1. Температурная зависимость предела текучести
  - 5.2. Дислокации различных типов
    - 5.2.1. Скользящие конфигурации
    - 5.2.2. Заблокированные конфигурации
  - 5.3. TiAl, НТ-деформация и последующий нагрев при  $T < T_{\max}$
  - 5.4. TiAl, НТ-деформация и последующий нагрев при  $T > T_{\max}$
6. О возможности автоблокировки дислокаций в различных материалах
  - 6.1. Поиск материалов
  - 6.2. ОЦК-металлы: образцы и методика
  - 6.3. Fe, деформация и последующий нагрев без нагрузки
  - 6.4. Mo, деформация и последующий нагрев без нагрузки
  - 6.5. Mo, деформация и последующее медленное охлаждение
7. Обнаружение автоблокировки дислокаций в магнии
  - 7.1. Температурная зависимость предела текучести
  - 7.2. Дислокации различных типов
  - 7.3. Образцы и методика
  - 7.4. Mg, деформация монокристалла и быстрое охлаждение
  - 7.5. Mg, деформация монокристалла и медленное охлаждение
8. Автоблокировка дислокаций: новая концепция
  - 8.1. Двухдолинный и однодолинный потенциальный рельеф дислокации
  - 8.2. Вытягивание дислокации в отсутствие внешнего напряжения
  - 8.3. Разность глубины долин как причина автоблокировки дислокаций
  - 8.4. Цепочка перегибов
9. Характерные времена образования и распространения двойных перегибов
  - 9.1. Соотношения между характерными временами и аномалия предела текучести
  - 9.2. Соотношения между характерными временами и автоблокировка
10. Октаэдрическое скольжение и автоблокировка
11. Кубическое скольжение и автоблокировка
  - 11.1. Потенциальный рельеф дислокации при кубическом скольжении
  - 11.2. Напряжение включения дислокационного источника с учетом блокировки
  - 11.3. Исчезновение октаэдрического скольжения при высоких

температурах

12. Пирамидальное скольжение и автоблокировка
  - 12.1. Двухдолинный потенциальный рельеф  $(c + a)$ -дислокации в магнии
  - 12.2. Сравнение с кубическим скольжением в интерметаллидах
13. Двухдолинный потенциальный рельеф сверхдислокаций и одиночных дислокаций в TiAl
  - 13.1. Сверхдислокации
  - 13.2. Одиночные дислокации
14. Реконструкция потенциального рельефа дислокации с помощью эффекта автоблокировки
  - 14.1. Нахождение предельного для автоблокировки угла  $\tilde{\phi}$
  - 14.2. Реконструкция потенциального рельефа дислокации
15. Заключение

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Странности деформационного поведения интерметаллидов выделяют их среди других материалов. В первую очередь это температурная аномалия предела текучести  $\sigma_y(T)$ , а именно рост  $\sigma_y(T)$  с ростом температуры в некотором температурном интервале. Значительно позже была обнаружена еще одна странность: блокировка дислокаций без помощи внешнего напряжения.

Механизмы блокировки дислокаций, определяющие деформационное поведение материалов, несмотря на их многообразие, можно разделить на две группы. В первой — точечная блокировка, обусловленная центрами закрепления. Во второй — линейная блокировка, обусловленная разными причинами: дислокационными реакциями, столкновением дислокаций с доменными границами и наконец, собственными дислокационными превращениями. Именно собственные превращения, присущие дислокации как линейному дефекту и происходящие без участия других дислокаций [1], составляют объект настоящего исследования. Независимо от деталей превращений общим является то, что выигрыш в энергии дислокации достигается ценой потери ее подвижности: скользящая дислокация превращается в дислокационный барьер. Ось барьера представляет собой выделенное направление, вдоль которого происходит переход в низкоэнергетическую конфигурацию. Собственные превращения дислокаций играют главную роль в пластической деформации интерметаллидов, являясь причиной температурной аномалии предела текучести. Здесь проявляется специфика интерметаллидов: термоактивированным является образование барьеров, а не только их обратное превращение в скользящие дислокации, как обычно [2–8]. В цитируемых работах излагаются представления о внутреннем строении сверхдислокаций, их расщепле-

нии и перерасщеплении, структуре ядра сверхчастичных и одиночных дислокаций, механизмах их торможения, термоактивированных превращениях дислокаций в барьеры и обратных превращениях; предлагаются различные модели поведения дислокаций, различные подходы к описанию процесса пластической деформации с учетом блокировки дислокаций и дислокационных источников. Но никогда не возникал вопрос: а возможна ли блокировка дислокаций без помощи внешнего напряжения?

**История проблемы.** Используя простую модель, мы попытались доказать возможность блокировки при нулевом внешнем напряжении (автоблокировки) за счет действия некоторого фактора, связанного с внутренней структурой сверхдислокации. С этой же целью была осуществлена постановка экспериментов, каждый из которых состоял из двух ступеней: пластическая деформация с заданной скоростью и последующий нагрев без нагрузки. Первоначально эксперименты проводились для монокристаллов  $Ni_3(Al, Nb)$ . Использовалась как низкотемпературная (НТ), так и высокотемпературная (ВТ) деформация. Нагрев без нагрузки проводился при различных температурах, как ниже, так и выше температуры  $T_{max}$  пика предела текучести  $\sigma_y(T)$ .

Исходная дислокационная структура состоит из криволинейных дислокаций, лежащих в плоскостях октаэдра после НТ-деформации и в плоскостях куба после ВТ-деформации. Нагрев без нагрузки после предварительной деформации, как низкотемпературной, так и высокотемпературной, приводит к радикальному изменению дислокационной структуры: скользящие сверхдислокации превращаются в барьеры. Это и есть эффект автоблокировки. Следует подчеркнуть, что автоблокировка дислокаций происходит в массивном образце (а не *in situ*) после деформации и отжига.

В результате ТЭМ-анализа показано, что дислокационная структура после нагрева без нагрузки не повторяет наблюдаемую при динамическом нагружении. При нагреве после НТ-деформации барьеры принадлежат кубической плоскости поперечного скольжения, а при нагреве после ВТ-деформации — первичным кубическим плоскостям скольжения. Отсюда следует, что при нагреве без нагрузки барьеры обнаружены также и в том температурном интервале, где они отсутствуют при динамическом нагружении, включая барьеры, вообще ненаблюдаемые при динамическом нагружении.

После наблюдения в монокристаллах  $Ni_3(Al, Nb)$  автоблокировки дислокаций возникла парадоксальная ситуация. В одних случаях, а именно, когда сверхдислокации после НТ-деформации первоначально лежат в плоскостях октаэдра, автоблокировку действительно можно объяснить с помощью предложенной модели. Однако, в других случаях, когда сверхдислокации после ВТ-деформации первоначально лежат в плоскостях куба, наблюдение автоблокировки

выходит за рамки модели. Можно показать, что в этом случае существует другой стимул для автоблокировки, который связан с изменением линейной энергии дислокации при вытягивании вдоль выделенного направления.

Подобные эксперименты были проведены для сложнолегированного сплава ВКНА-4У, содержащего 90%  $\gamma'$ -фазы. Именно для этого сплава мы впервые наблюдали автоблокировку дислокаций. Существенно, что автоблокировка наблюдалась только для упорядоченной  $\gamma'$ -фазы и не наблюдалась для разупорядоченной.

Эксперименты по нагреву без нагрузки после предварительной деформации проведены для упорядоченного сплава  $Ni_3Fe$ , для которого в некоторых работах наблюдается слабый пик  $\sigma_y(T)$  вблизи 300°C. Предполагалось, что если в результате указанных экспериментов в упорядоченном сплаве  $Ni_3Fe$  не будут обнаружены дислокационные барьеры, то это будет свидетельствовать о том, что происхождение слабого пика на кривой  $\sigma_y(T)$  не связано с дислокационными превращениями, подобными наблюдаемым в сплавах типа  $Ni_3Al$ .

Далее были проведены эксперименты по нагреву без нагрузки после предварительной деформации  $TiAl$ . Мы попытались выяснить, возможна ли в  $TiAl$  блокировка каждого из трех типов дислокаций: сверхдислокаций (с векторами Бюргерса  $\langle 101 \rangle$  и  $1/2 \langle 112 \rangle$ ) и одиночных дислокаций. После наблюдения в  $TiAl$  автоблокировки дислокаций всех трех типов вновь возникла нестандартная ситуация. Автоблокировка сверхдислокаций находит объяснение в рамках развитых ранее представлений. Однако автоблокировка одиночных дислокаций требует совсем другого стимула.

Таким образом, совокупность экспериментальных результатов делает необходимым рассмотрение более общей проблемы термоактивированных переходов между долинами потенциального рельефа, присущего дислокациям любого типа. Именно такие переходы при определенных условиях приводят к вытягиванию дислокаций в различных материалах.

Для сравнения с интерметаллидами мы использовали ОЦК-металлы; армко-Fe (далее, для краткости, Fe) и Mo. Общим для ОЦК-металлов и изучаемых интерметаллидов  $Ni_3(Al, Nb)$  и  $TiAl$ , имеющих ГЦК- и ГЦТ-решетки соответственно, является наличие двух форм дислокаций: прямолинейной и криволинейной. В ОЦК-металлах прямолинейные дислокации наблюдаются после деформации при низких температурах, а в интерметаллидах — в области аномального хода  $\sigma_y(T)$  при промежуточных температурах. Целью экспериментов было выяснить, превращаются ли в ОЦК-металлах при нагреве без нагрузки криволинейные дислокации в прямолинейные подобно тому, как это происходит в интерметаллидах, т.е. выяснить вопрос о возможности автоблокировки дислокаций в ОЦК-металлах. Для сравнения с интерметаллидами не имело

смысла выбирать ГЦК-металлы, в которых при пластической деформации дислокации не наблюдаются в прямолинейной форме. Таковую форму имеют лишь дислокационные барьеры типа Ломер–Коттрелла–Хирта, но они возникают не в результате перестройки отдельной дислокации, а в результате столкновения дислокаций, принадлежащих различным системам скольжения.

Отсутствие эффекта автоблокировки в ОЦК-металлах мы связываем с однодолинным характером потенциального рельефа дислокаций, тогда как наблюдение в интерметаллидах обоих эффектов — аномалии предела текучести и автоблокировки — с двухдолинным характером рельефа. Обнаружение эффекта автоблокировки дислокаций, принадлежащих кубическим системам скольжения, вначале для  $Ni_3(Al, Nb)$ , а затем для  $Ni_3Ge$  является доказательством двухдолинного характера потенциального рельефа сверхчастичных дислокаций в этих материалах. Была предпринята попытка реконструкции рельефа, в результате чего были получены оценки отношения глубины долин для дислокаций в  $Ni_3Ge$ .

И все-таки удалось наблюдать автоблокировку дислокаций в чистом металле. Оказалось, что это Mg, где автоблокировку испытывают только дислокации определенного типа:  $(c + a)$ -дислокации в пирамидальной плоскости II-го рода.

Мы полагаем, что наблюдение или ненаблюдение автоблокировки дислокаций в различных материалах являются тем инструментом, который позволяет восстановить характер потенциального рельефа дислокации и ответить на вопрос, является ли он однодолинным или двухдолинным.

Настоящая работа включает в себя результаты как экспериментального, так и теоретического исследования эффекта автоблокировки дислокаций в различных материалах. Ввиду большого объема мы приводим лишь типичные микрофотографии, помогающие выявить наиболее существенные черты явления. Кривые  $\sigma_y(T)$  для исследуемых материалов приведены в соответствующих главах.

## 2. СВЕРХДИСЛОКАЦИЯ КАК СКОПЛЕНИЕ

Предсказана возможность термоактивированной блокировки сверхдислокаций в отсутствие внешних напряжений. Выявлен фактор, который связан с внутренней структурой сверхдислокации и инициирует ее блокировку, благодаря созданию некоторой эффективной силы. Независимо от пути, которым происходит перестройка, а также от деталей строения барьера, роль указанного фактора является определяющей. Сформулированы условия, при которых становится возможным образование барьеров при нагреве без нагрузки после предварительной деформации и невозможным их разрушение [9–12].

## 2.1. Различные конфигурации сверхдислокации

Необычное деформационное поведение интерметаллидов, в конечном счете, связано с потерей некоторых элементов симметрии при упорядочении. Прежде всего, это касается трансляционных элементов симметрии: в большинстве случаев пропадают наименьшие трансляции, остаются лишь кратные. В результате носителями пластической деформации являются сверхдислокации с большими векторами Бюргерса. Пропадают наименьшие трансляции — возникает соответствующий набор антифазных границ (АФГ). Понижение энергии сверхдислокации достигается за счет ее расщепления на сверхчастичные с векторами Бюргерса  $\mathbf{b}$ , связанными друг с другом полосой АФГ. Реализация расщепления в плоскости, где энергия АФГ  $\zeta'$  меньше, чем энергия  $\zeta$  в другой плоскости, приводит к выигрышу энергии, который приближенно равен

$$\Delta E = \varphi(\mathbf{b}, \mathbf{b}) \ln \frac{\zeta}{\zeta'}, \quad (1)$$

$$\psi(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2) = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)} (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 + (1-\nu) \mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2), \quad (2)$$

где  $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{s}$  — краевая и винтовая компоненты вектора Бюргерса соответственно;  $\mu$  — модуль сдвига;  $\nu$  — коэффициент Пуассона.

Для сверхструктуры  $L1_2$  (рис. 1) сверхдислокация с вектором Бюргерса  $\langle 101 \rangle$ , расщеплена на сверхчастичные  $a/2\langle 101 \rangle$ , связанные в плоскости октаэдра полосой АФГ с энергией  $\zeta$ . Каждая из сверхчастичных расщеплена, в свою очередь, на частичные  $a/6\langle 112 \rangle$ , связанные полосой комплексного дефекта упаковки (КДУ). Такой дефект упаковки приближенно можно представить

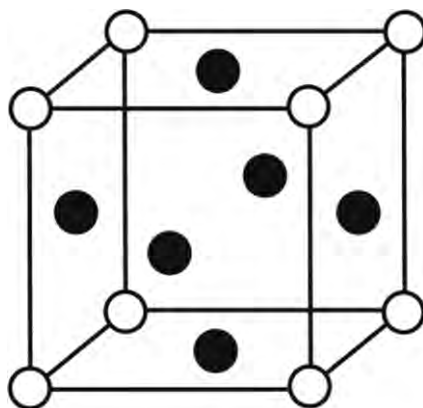


Рис. 1. Сверхструктура  $L1_2$ .



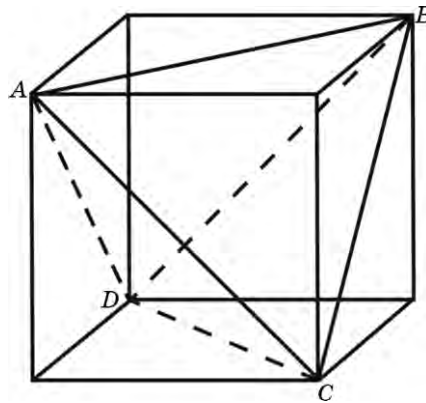


Рис. 2. Тетраэдр Томпсона.

как суперпозицию обычного дефекта упаковки и АФГ.

Будем использовать символику Томпсона для обозначения векторов Бюргера и плоскостей скольжения дислокаций. На рис. 2 изображен тетраэдр Томпсона, построенный внутри кубической ячейки с ребром, равным  $a/2$ . Векторы сдвига  $1/2 \langle 110 \rangle$  имеют обозначения типа  $BA$ , векторы частичных сдвигов  $1/6 \langle 112 \rangle$  обозначаются как  $B\delta$  и т.д. Расщепление сверхдислокации на частичные приведено на рис. 3, *a*. В результате термоактивированного перерасщепления винтовая сверхдислокация превращается в барьер Кира–Вильсдорфа. Этот барьер состоит из тех же расщепленных сверхчастичных, но связанных друг с другом полосой АФГ в плоскости куба, имеющей энергию  $\zeta'$ . Различные заблокированные конфигурации схематически изображены на рис. 3, *б–г*. Стимулом к образованию барьера Кира–Вильсдорфа является, как известно, анизотропия энергии АФГ, ко-

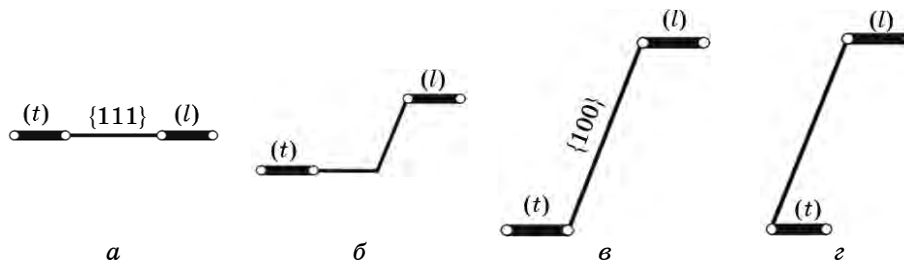
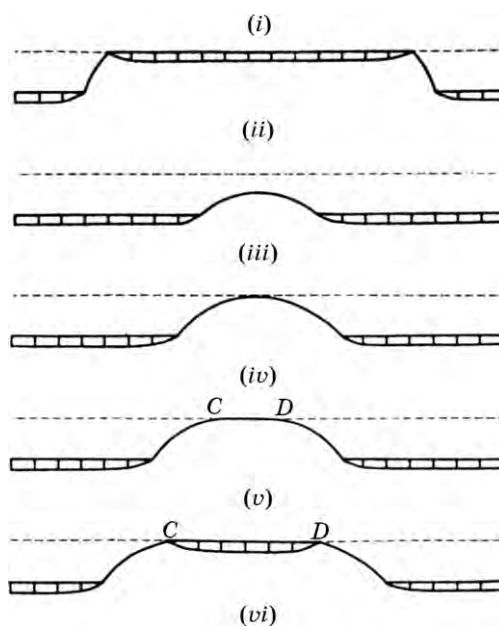


Рис. 3. Скользящая (*a*) и заблокированные конфигурации сверхдислокации: незавершенные (*б*) и завершенные (*в, г*) барьеры Кира–Вильсдорфа; *l* — ведущая, *t* — ведомая сверхчастичные; жирными линиями обозначены комплексные дефекты упаковки; тонкими линиями — АФГ в плоскостях октаэдра и куба, незавершенные барьеры (*б*), в отличие от завершенных (*в, г*), содержат полосу АФГ не только в плоскости куба, но и в плоскости октаэдра.

торая проявляется в том, что  $\zeta' < \zeta$ . Фактически существует множество барьеров с меняющейся при перестройке шириной в плоскости куба, как незавершенных (рис. 3, б), так и завершенных (рис. 3, в, з). Но основу их перестройки составляет один и тот же термоактивированный процесс поперечного скольжения в плоскости куба винтовой сверхчастичной дислокации, расщепленной в плоскости октаэдра. Энергия активации этого процесса различна в зависимости от того, является ли данная сверхчастичная ведущей (или ведомой), т.е. движется первой (или последней) в приложенном внешнем поле напряжений.

В наиболее простом варианте процесс превращения некоторой начальной дислокационной конфигурации в конечную состоит из последовательных шагов: рекомбинации соответствующих дислокаций вдоль линии пересечения первичной плоскости с плоскостью поперечного скольжения и последующего прогиба возникающего в результате рекомбинации дислокационного сегмента. Такой процесс осуществляется посредством зарождения и распространения двойных перегибов. В зависимости от критических размеров таких конфигураций, как двойной перегиб или изогнутый сегмент, реализуются различные варианты [13], которые схематически изображены на рис. 4. В любом случае для образования двойного перегиба необходима, помимо работы внешнего напряжения, получае-



**Рис. 4.** Различные варианты образования двойного перегиба: *i* — без стадии прогиба сегмента; *ii-vi* — после достижения критического прогиба [14].

мая от термических флуктуаций энергия активации. Под внешним имеется в виду упругое поле, создаваемое внешним по отношению к данной дислокации источником, а не только внешней нагрузкой. Далее мы вычисляем силу, содействующую образованию двойного перегиба на сверхчастичной дислокации.

### 2.2. Роль ведомой дислокации в процессе поперечного скольжения ведущей

Рассмотрим, каким образом проявляется при блокировке сверхдислокации не только поле внешних напряжений, но и упругое взаимодействие сверхчастичных, связанных друг с другом полосой АФГ.

Пусть сверхдислокация с вектором Бюргера  $2\mathbf{b}$  расположена в плоскости октаэдра (с нормалью  $\mathbf{n}$ ) и состоит из сверхчастичных, связанных полосой АФГ с энергией  $\zeta$ . Одна из сверхчастичных (ведущая) фиксирована чем-либо (например, ступеньками), другая (ведомая) — подвижна. Такая конфигурация схематически изображена на рис. 5 для рассматриваемого здесь случая, когда можно пренебречь расщеплением сверхчастичных. Действующие вблизи оси ведущей дислокации сдвиговые компоненты напряжения  $\sigma_{bn}^{eff}$  в плоскости октаэдра и  $\sigma_{bn'}^{eff}$  в плоскости куба (с нормалью  $\mathbf{n}'$ ) могут быть записаны в виде:

$$K_{(b,n)}^{eff} = b\sigma_{bn}^{eff} = b\sigma_{bn} + \frac{\psi(\mathbf{b}, \mathbf{b})}{d}, \quad (3)$$

$$K_{(b,n')}^{eff} = b\sigma_{bn'}^{eff} = b\sigma_{bn'} + \alpha \frac{\psi(\mathbf{b}, \mathbf{b})}{d}, \quad (4)$$

$$\sigma_{bn} = \sigma_0 f(\mathbf{b}, \mathbf{n}), \quad (5)$$

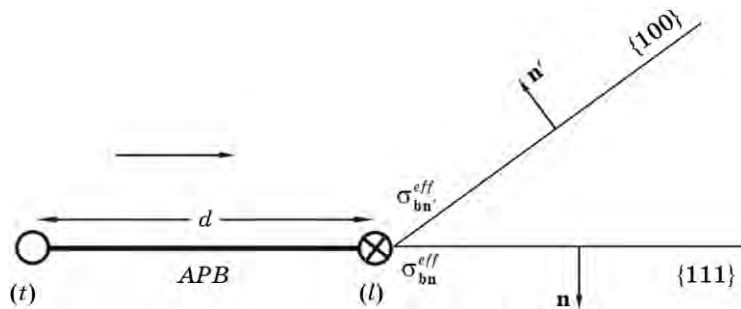


Рис. 5. Равновесная конфигурация сверхдислокации в плоскости октаэдра: ведущая (l) сверхчастичная фиксирована, ведомая (t) подвижна.

$$\sigma_{\mathbf{bn}'} = \sigma_0 f(\mathbf{b}, \mathbf{n}'), \quad (6)$$

здесь  $d$  — равновесная ширина сверхдислокации в плоскости октаэдра,  $\sigma_{\mathbf{bn}}$  и  $\sigma_{\mathbf{bn}'}$  — компоненты внешнего напряжения;  $\sigma_0$  — аксиальное внешнее напряжение;  $f(\mathbf{b}, \mathbf{n})$ ,  $f(\mathbf{b}, \mathbf{n}')$  — факторы Шмида;  $\alpha = \mathbf{nn}' = 1/\sqrt{3}$ .

Очевидно, что равновесная ширина  $d$  дислокационной конфигурации (фиксированная ведущая–скользящая ведомая) определяется из условия обращения в нуль силы, действующей на единицу длины ведомой:

$$b\sigma_{\mathbf{bn}} - \frac{\psi(\mathbf{b}, \mathbf{b})}{d} + \zeta = 0, \quad (7)$$

отсюда

$$d = \psi(\mathbf{b}, \mathbf{b})/(\zeta + b\sigma_{\mathbf{bn}}). \quad (8)$$

Предположим, что на ведущей дислокации возникает стянутый сегмент с вектором Бюргерса  $\mathbf{b}$  вдоль линии пересечения плоскостей октаэдра и куба. Начинается прогиб сегмента посредством выбрасывания двойных перегибов в ту или иную плоскость. Вблизи указанной линии пересечения, перпендикулярно ей, на единицу длины стянутого сегмента действуют сила  $K_{(\mathbf{b}, \mathbf{n})}^{eff}$  в плоскости октаэдра и сила  $K_{(\mathbf{b}, \mathbf{n}')}^{eff}$  в плоскости куба. Здесь нижними индексами обозначены системы скольжения. С учетом (3), (4) получаем следующие выражения:

$$K_{(\mathbf{b}, \mathbf{n})}^{eff} = b\sigma_{\mathbf{bn}} + \frac{\psi(\mathbf{b}, \mathbf{b})}{d} - \zeta, \quad (9)$$

$$K_{(\mathbf{b}, \mathbf{n}')}^{eff} = b\sigma_{\mathbf{bn}'} + \alpha \frac{\psi(\mathbf{b}, \mathbf{b})}{d} - \zeta'. \quad (10)$$

Здесь, в правой части каждого из выражений (9), (10), первое слагаемое описывает силу со стороны внешних напряжений, второе — со стороны упругого поля ведомой дислокации, третье — поверхностное натяжение АФГ.

Из (8) получаем:

$$\frac{\alpha\psi(\mathbf{b}, \mathbf{b})}{d} = \alpha b\sigma_{\mathbf{bn}} + \alpha\zeta. \quad (11)$$

Подставляя (8) и (11) в (9) и (10), получаем:

$$K_{(\mathbf{b}, \mathbf{n})}^{eff} = 2b\sigma_0 f(\mathbf{b}, \mathbf{n}), \quad (12)$$

$$K_{(\mathbf{b}, \mathbf{n}')}^{eff} = b\sigma_0 (f(\mathbf{b}, \mathbf{n}') + \alpha f(\mathbf{b}, \mathbf{n})) + \alpha\zeta - \zeta'. \quad (13)$$

Как видно из (12) и (13), величина  $K_{(b,n)}^{eff}$  состоит из двух частей: одна, подобно  $K_{(b,n)}^{eff}$ , зависит от  $\sigma_0$ , а другая не зависит. Выражение (12) отражает факт концентрации ( $n\sigma_0$ ) напряжения в голове скопления, состоящего из  $n$  (в данном случае из двух) дислокаций. Происхождение слагаемого  $\alpha\zeta$  в (13), как следует из (11), связано с величиной  $\alpha\psi(\mathbf{b}, \mathbf{b})/d$ , т.е. с проекцией на плоскость куба радиальной силы упругого отталкивания, действующей на ведущую дислокацию со стороны ведомой.

Сравнивая (12) и (13), следует принимать во внимание, что, как правило, выполняется следующее соотношение:

$$\zeta/b > \sigma_0. \quad (14)$$

Если бы это соотношение не выполнялось, то носителями пластической деформации были бы не сверхдислокации, а сверхчастичные, оставляющие за собой полосу АФГ и требующие для этого напряжения  $\zeta/b$ . Лишь при сильной деформации величина напряжения становится достаточной, чтобы вызвать распад сверхдислокации на сверхчастичные. Из сравнения экспериментальных значений  $\zeta/b$  и  $\sigma_0$  следует, что в обычных условиях величина  $\zeta/b$  превосходит  $\sigma_0$  в несколько раз, или в некоторых случаях даже на порядок. Используя типичные значения  $\zeta \cong 200-300$  мДж/м<sup>2</sup>,  $b \cong 0,2$  нм, получаем  $\zeta/b \cong (1-1,5) \cdot 10^3$  МПа. Учитывая, что  $\sigma_0 \cong (1,5-3) \cdot 10^2$  МПа, убеждаемся в справедливости соотношения (14).

Еще одним аргументом, подтверждающим справедливость (14), является стабильность барьеров Кира-Вильсдорфа (рис. 3, б-г). Если бы это соотношение не выполнялось, то после ухода в плоскость куба и последующего октаэдрического расщепления сверхчастичные продолжали бы скользить в плоскостях октаэдра, оставляя за собой полосы АФГ. Однако это не происходит.

Таким образом, как следует из (12), (13), разница между величинами  $K_{(b,n)}^{eff}$  и  $K_{(b,n')}^{eff}$  определяется, в основном, величиной  $\Delta = \alpha\zeta - \zeta'$ , которая не зависит от  $\sigma_0$ . Слагаемое  $\alpha\zeta$  способствует, а  $\zeta'$  препятствует прогибу стянутого сегмента в плоскость куба.

В том случае, когда  $\sigma_0 = 0$ , из (11) получаем, что в выражении для упоминаемой выше силы  $\alpha\psi(\mathbf{b}, \mathbf{b})/d$  остается лишь одно слагаемое, которое равно  $\alpha\zeta$  и не зависит от напряжения. Выражения для эффективных сил (12), (13) принимают вид:

$$K_{(b,n)}^{eff} = 0, \quad (15)$$

$$K_{(b,n')}^{eff} = \alpha\zeta - \zeta'. \quad (16)$$

Как видно из (16), условием того, что  $K_{(b,n')}^{eff} > 0$  при  $\sigma_0 = 0$ , является соотношение

$$\alpha\zeta - \zeta' > 0. \quad (17)$$

Возникает вопрос, почему при нулевой силе  $K_{(b,n)}^{eff}$  в плоскости октаэдра, тем не менее, остается ненулевая и положительная сила  $K_{(b,n')}^{eff}$  в плоскости куба. В конечном счете, это связано с тем, что, как видно из (9), (10), величина  $K_{(b,n')}^{eff}$  не является проекцией силы  $K_{(b,n)}^{eff}$  на плоскость куба.

Выполнение неравенства (17) означает возможность при нулевом напряжении поперечного скольжения сверхчастичной, которое приводит к последующей блокировке сверхдислокации. Таким образом, неравенство (17) является необходимым условием автоблокировки.

### 2.3. Некоторые следствия условия автоблокировки

**Сравнение с поперечным скольжением в ГЦК-металле.** В этом случае сила  $K_{(b,\tilde{n})}$ , которая действует в голове скопления, состоящего из двух дислокаций, и способствует поперечному скольжению в октаэдрическую плоскость (с нормалью  $\tilde{n}$ ), может быть записана в виде:

$$K_{(b,\tilde{n})} = b\sigma_0 (f(\mathbf{b}, \tilde{\mathbf{n}}) + \tilde{\alpha}f(\mathbf{b}, \mathbf{n})), \quad (18)$$

где  $\tilde{\alpha} = \mathbf{n}\tilde{\mathbf{n}} = 1/3$ . Здесь влияние ведомой сводится к слагаемому  $b\sigma_0\tilde{\alpha}f(\mathbf{b}, \mathbf{n})$ .

Аналогичное слагаемое в (13) отличается от него только численным коэффициентом  $\alpha$ . Однако, в (13) имеется дополнительное слагаемое  $(\alpha\zeta - \zeta')$ , которое и определяет разницу между величинами  $K_{(b,n')}^{eff}$  и  $K_{(b,\tilde{n})}$ .

В том случае, когда выполняется условие (17), такая разница между величинами  $K_{(b,n')}^{eff}$  и  $K_{(b,\tilde{n})}$  может объяснить, почему поперечное скольжение в исследуемых интерметаллидах является существенно более легким процессом, чем в обычных ГЦК-металлах. Действительно, в интерметаллидах поперечное скольжение наблюдается на пределе текучести, вызывая его температурную аномалию, тогда как поперечное скольжение в ГЦК-металлах наблюдается лишь при развитой пластической деформации, вызывая переход от II к III стадии.

**Интерметаллид; <001>-ориентировка.** В этом случае фактор Шмида  $f(\mathbf{b}, \mathbf{n}') = 0$ . Несмотря на это, эффективная сила в плоскости куба  $K_{(b,n')}^{eff}$ , согласно (10), (11), остается неравной нулю и определяется выражением:

$$K_{(b,n')}^{eff} = \alpha \frac{\Psi(\mathbf{b}, \mathbf{b})}{d} - \zeta' = b\sigma_0\alpha f(\mathbf{b}, \mathbf{n}) + \alpha\zeta - \zeta'. \quad (19)$$

Мы полагаем, что именно сила  $\alpha\psi(\mathbf{b}, \mathbf{b})/d$ , действующая со стороны ведомой дислокации на ведущую и содействующая ее уходу в плоскость куба, делает возможным образование барьеров при ориентировках типа  $\langle 100 \rangle$ .

**Интерметаллид (нагрев без нагрузки).** Выполнение неравенства (17) обеспечивает возможность поперечного скольжения без помощи внешнего напряжения, только посредством термических флуктуаций. На первый взгляд, это кажется странным. Действительно, трудно представить, чтобы, например, в ГЦК-металле, дислокация ушла в плоскость поперечного скольжения сама по себе, при нулевом напряжении.

Условие (17), может выполняться только при наличии анизотропии энергии АФГ:

$$\zeta' < \zeta. \quad (20)$$

Это означает, что при  $\sigma = 0$  возможно поперечное скольжение сверхчастичной только в плоскость с меньшей энергией АФГ.

В том случае, когда сверхдислокация первоначально лежит в плоскости куба, сила, содействующая поперечному скольжению сверхчастичной в октаэдрическую плоскость, может быть записана в виде

$$K_{(b,n)}^{eff} = b\sigma_0 (f(\mathbf{b}, \mathbf{n}) + \alpha f(\mathbf{b}, \mathbf{n}')) + \alpha\zeta' - \zeta. \quad (21)$$

Отсюда сразу получаем, что при нулевом внешнем напряжении поперечное скольжение сверхчастичной в плоскость октаэдра требует выполнения условия:

$$\alpha\zeta' - \zeta > 0, \quad (22)$$

что противоречит соотношению (20) между энергиями АФГ.

Как показано выше, благодаря содействию ведомой дислокации становится возможным выбрасывание двойных перегибов и их распространение в плоскости куба даже без нагрузки. Естественно, что этот процесс в любом случае требует термической активации. Но, прежде всего, необходимо образование перетяжки на расщепленной сверхчастичной дислокации. Однако при  $\sigma_0 = 0$  перетяжки не могут образоваться, поскольку  $K_{(b,n)}^{eff} = 0$ . Поэтому необходимо наличие уже «готовых» перетяжек на сверхчастичной. Такие перетяжки могут возникать, например, за счет пересечения с дислокациями «леса» в процессе предварительной деформации. Действительно, пересечение с дислокациями «леса» приводит, как известно, к образованию ступенек, вблизи которых дислокации имеют стяннутую форму. Следует подчеркнуть, что многочисленные пере-

тяжки, связанные с точками закрепления, действительно наблюдаются на дислокациях в различных материалах, например, в Si, Ge [14], сплавах Cu [15].

Как следует из проведенного теоретического анализа, термоактивированная блокировка дислокаций в отсутствие внешнего напряжения возможна, если выполняются следующие условия:

- наличие готовых перетяжек на исходных дислокациях;
- соотношение  $\alpha\zeta > \zeta'$  между энергиями АФГ в плоскостях октаэдра и куба.

Возникает вопрос, не может ли поле внутренних напряжений, созданных исходной дислокационной структурой, вызвать автоблокировку. Мы полагаем, что это невозможно по следующей причине. Поскольку распределение дислокаций является хаотическим, то хаотическим является и распределение средних квадратичных компонент упругих напряжений. Для такого распределения нельзя найти направление, которое чем-либо выделялось среди других. Это значит, что последующее вытягивание дислокаций, приводящее к их блокировке при нагреве без нагрузки, невозможно.

Таким образом, на основе простой модели (сверхдислокация как скопление) высказано предположение о возможности термоактивированной блокировки сверхдислокаций в отсутствие внешних напряжений. Выявлена особенность внутренней структуры сверхдислокации: пара дислокаций представляет собой систему с сильной связью. Благодаря действию одной из дислокаций, другая попадает в ловушку, а в результате в ловушке оказываются обе.<sup>1</sup> С целью проверки концепции была предложена постановка экспериментов по нагреву без нагрузки после предварительной деформации интерметаллидов. Результаты излагаются далее. Одни из них достаточно хорошо описываются с помощью простой модели, другие выходят за ее рамки.

### 3. НАБЛЮДЕНИЕ ЗАБЛОКИРОВАННЫХ СВЕРХДИСЛОКАЦИЙ ПРИ НАГРЕВЕ БЕЗ НАГРУЗКИ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ Ni<sub>3</sub>Al

Излагаются результаты экспериментов, включающих нагрев без нагрузки после предварительной деформации интерметаллидов на основе Ni<sub>3</sub>Al, как низкотемпературной, так и высокотемпературной [16–20]. Обнаружено радикальное изменение дислокационной структуры. Выявлена характерная особенность автоблокировки:

---

<sup>1</sup> Ситуация с блокировкой дислокации без нагрузки, на первый взгляд, кажется странной, напоминая историю с бароном Мюнхаузеном, который сам себя за волосы вытаскивает из болота. Еще более подходит другая аналогия: два кандалника связаны цепью, один сталкивает другого в яму, и в результате в яму попадают оба.



барьеры образуются, но не разрушаются. Указанная особенность наблюдалась не только для монокристаллов  $Ni_3(Al, Nb)$ , но и для монокристаллов двухфазного сложнолегированного сплава ВКНА-4У, содержащего 90%  $\gamma'$ -фазы. На примере упорядоченного сплава  $Ni_3Fe$  показана принципиальная возможность использования экспериментов по нагреву без нагрузки для анализа природы температурной аномалии  $\sigma_y(T)$ .

### 3.1. Образцы и методика

В качестве объекта исследования использовались монокристаллы  $Ni_3(Al, Nb)$ . Монокристаллы выращивались по методу Бриджмена и подвергались гомогенизационному отжигу в течение 100 часов при температуре 1473 К.

Образцы в форме призмы с квадратным сечением  $3 \times 3$  мм и высотой 8 мм вырезали электроискровым способом с использованием гониометрической приставки для рентгенографического анализа их ориентации. Деформацию осуществляли осадкой на величину 2–3,5% со скоростью порядка 0,5 мм/мин. Последующий нагрев без нагрузки проводился при различных температурах, после чего образец охлаждался на воздухе. Ориентацию образцов определяли с помощью рентгенографического анализа по методу Лауэ-эпиграмм.

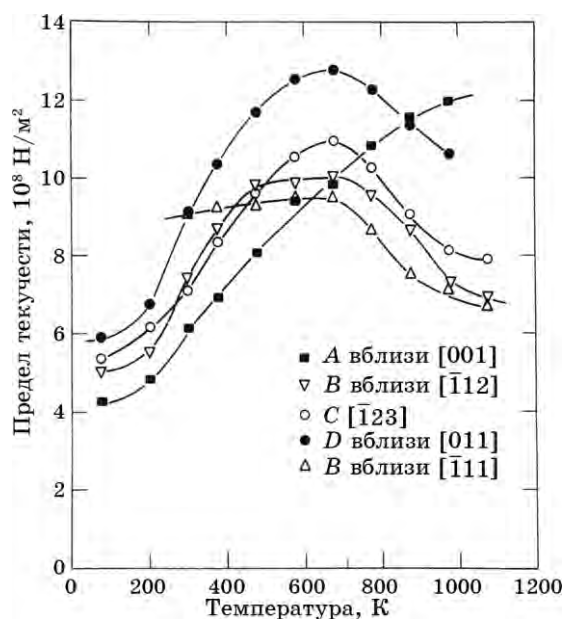


Рис. 6. Температурная зависимость предела текучести  $\sigma_y(T)$  для монокристаллов  $Ni_3(Al, Nb)$ , имеющих различную ориентацию.

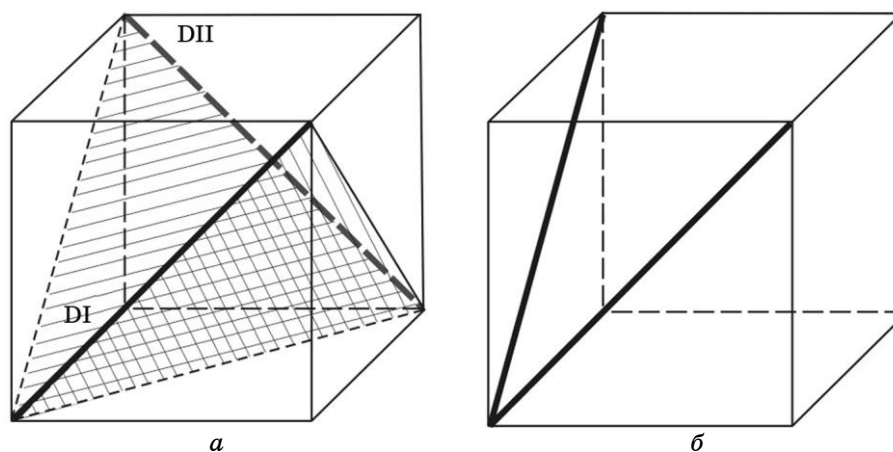
**ТАБЛИЦА 1.** Наибольшие факторы Шмида для различных систем скольжения.

Вектор Бюргерса	Плоскость			
	(1 $\bar{1}$ 1)	( $\bar{1}$ 11)	(100)	(010)
[011] DI	0,490	0,435	0,283	0,354
[01 $\bar{1}$ ] DII				
[011]			0,283	
[01 $\bar{1}$ ]			0,189	
[10 $\bar{1}$ ]				0,354
[011]			0,283	

Дислокационную структуру изучали методами электронной просвечивающей микроскопии на микроскопе JEM 200СХ. Идентификация дислокаций проводилась методом **gb**-анализа.

На рисунке 6 приведена температурная зависимость предела текучести  $\sigma_y(T)$  для монокристаллов  $Ni_3(Al, Nb)$ , имеющих различную ориентацию [21]. Температура пика  $T_{max}$  меняется в пределах (750–950°C) [21], (750–1150°C) [22].

Выбор ориентировки образца при проведении деформации определялся тем, чтобы исключить множественное скольжение и упростить последующий анализ дислокационной структуры. При ориентировке [251] первичной является одна октаэдрическая система скольжения. Максимальный фактор Шмида ( $f = 0,490$ ) при этом имеет, как видно из табл. 1, система DI. Следующий по величине

**Рис. 7.** Первичные октаэдрические (а) и кубические (б) системы скольжения; заштрихованы первичные {111} плоскости.

фактор Шмида ( $f = 0,435$ ) имеет октаэдрическая система ДII. Векторы Бюргера для указанных систем скольжения параллельны диагоналям грани куба (100), которые выделены на рис. 7, а. Здесь же показаны {111} плоскости скольжения, соответствующие системам DI и DII. По отношению к ним плоскость (100) является плоскостью поперечного скольжения. Кроме того, в последних двух строках табл. 1 приведены факторы Шмида для кубических систем скольжения с наибольшими факторами Шмида, т.е. для первичных кубических систем скольжения. Соответствующие векторы Бюргера параллельны диагоналям граней куба (010) и (100), которые показаны на рис. 7, б.

На рисунке 8 представлена общая схема проведенных экспериментов по деформации и нагреву без нагрузки сплава  $Ni_3(Al, Nb)$ . Низкотемпературная деформация (НТ) проводилась при температуре жидкого азота ( $-196^\circ C$ ), после чего проводился нагрев без нагрузки при различных температурах: 1 —  $100^\circ C$ , 2 —  $200^\circ C$ , 3 —  $500^\circ C$ , 4 —  $(500 + 800)^\circ C$ , причем температуры 1 и 2 находятся ниже температуры пика  $T_{max}$ , а 3 и 4 выше. Высокотемпературная деформация (ВТ) —  $800^\circ C$ , последующий нагрев при температурах: 1 —  $200^\circ C$  (ниже  $T_{max}$ ), 2 —  $800^\circ C$  (выше  $T_{max}$ ). Также была проведена предварительная деформация при промежуточной температуре (ПТ) —  $300^\circ C$  с последующим нагревом без нагрузки при темпера-

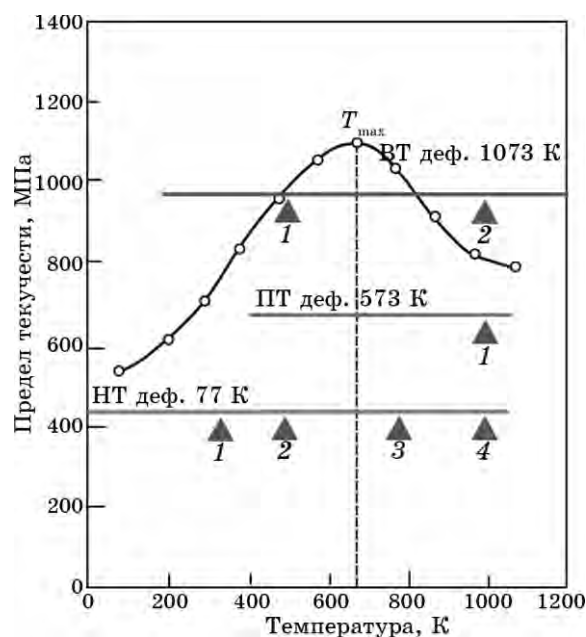


Рис. 8. Схема экспериментов по деформации и нагреву без нагрузки  $Ni_3(Al, Nb)$ .

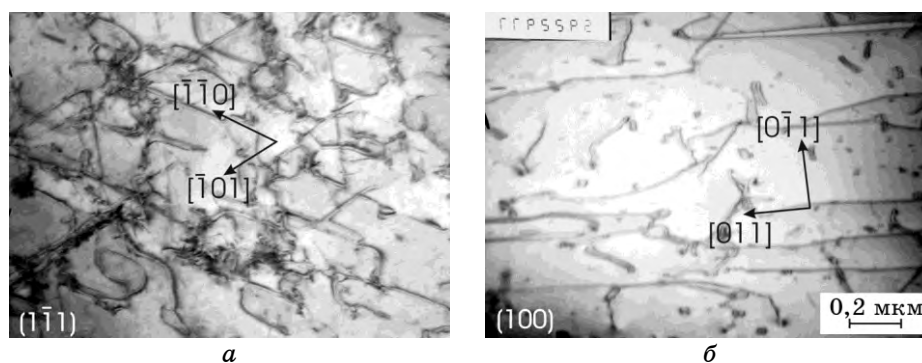
туре 1 — 800°C.

### 3.2. $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$ , НТ-деформация и последующий нагрев

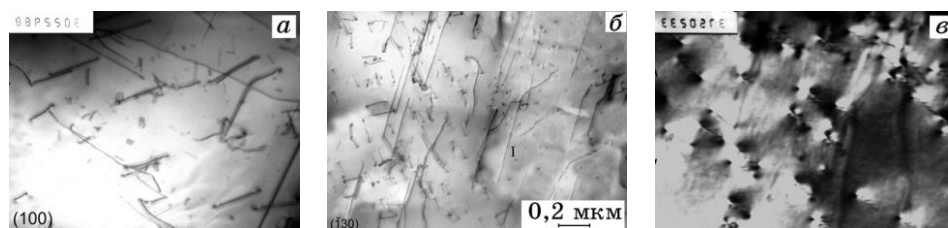
Монокристаллы  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$  с ориентировкой  $[\bar{2}51]$  деформировали при температуре  $-196^\circ\text{C}$ . На рисунке 9 приведены микрофотографии дислокационной структуры, наблюдаемой после НТ-деформации. Как видно из рис. 9, это типичная для низких температур дислокационная структура сплавов типа  $\text{Ni}_3\text{Al}$ , состоящая из криволинейных дислокаций в плоскостях октаэдра. Последующий нагрев без нагрузки проводили при  $100^\circ\text{C}$  в течение 10 и 15 мин. Достаточно низкая температура нагрева была выбрана для того, чтобы сделать возможным наблюдение начальных стадий блокировки.

При ТЭМ-изучении дислокационной структуры вектор Бюргера  $\mathbf{b}$  определяли на основе  $\mathbf{gb}$ -анализа, а оси дислокаций — по их проекциям в трех сечениях обратной решетки с использованием соответствующей программы.

На рисунке 10, *a* приведено светлопольное изображение дислокационной структуры в плоскости (100) после деформации  $\varepsilon \approx 3\%$  при  $-196^\circ\text{C}$ . Наблюдаются криволинейные дислокации. На рисунке 10, *б* приведено светлопольное изображение дислокационной структуры после последующего отжига при  $100^\circ\text{C}$ , 10 мин. Видно, что уже при таком нагреве наблюдаются практически прямолинейные, вытянутые в одном направлении дислокации, обозначенные как *I*. Ось этих дислокаций определена как  $[01\bar{1}]$ . Вектор Бюргера также направлен вдоль  $[01\bar{1}]$ , что однозначно подтверждено исчезновением контраста на дислокациях в рефлексах:  $[311]$  и  $[111]$ . Пример такого погасания приведен на темнопольном снимке для



**Рис. 9.** Дислокационная структура монокристаллов  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$  с ориентацией  $[\bar{2}51]$  после деформации при 77 К: *a* — плоскость фольги параллельна первичной плоскости скольжения  $(1\bar{1}1)$ ; *б* — плоскость фольги параллельна плоскости (100).

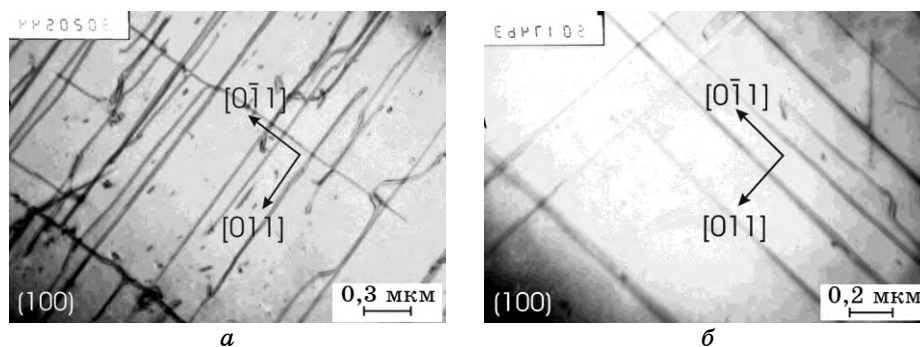


**Рис. 10.**  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$ : НТ-деформация и последующий нагрев без нагрузки; плоскость фольги  $(\bar{1}30)$ ; *a* — с.п. изображение дислокационной структуры после деформации при  $-196^\circ\text{C}$ ; *б* — с.п. панорамное изображение после дополнительного отжига при  $100^\circ\text{C}$ , 10 мин; *в* — т.п. снимок,  $g = [311]$ , о.з.  $[\bar{1}30]$ .

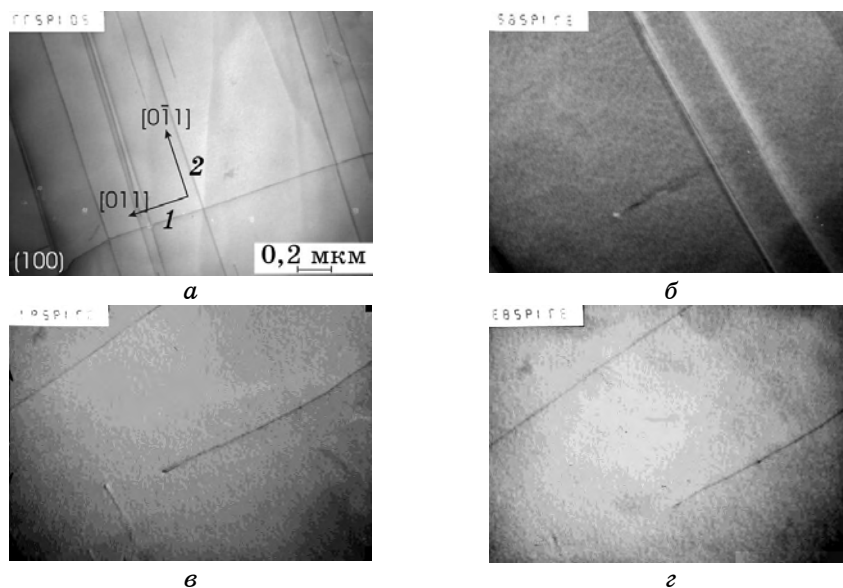
$g = [311]$  (рис. 10, *в*). В данном случае наблюдается система скольжения ДП. Это свидетельствует об отклонении от точной ориентировки  $[\bar{2}51]$ , при которой можно было ожидать наблюдения только системы ДI.

На рисунке 10, *б* можно видеть начальные стадии вытягивания дислокации вдоль выделенного направления, каким в данном случае является направление вектора Бюргера: наблюдается переход от криволинейного сегмента к прямолинейному.

Микрофотографии, полученные после нагрева образцов при  $200^\circ\text{C}$ , 20 мин и  $500^\circ\text{C}$ , 1 ч, приведены на рис. 11, а после нагрева ( $500^\circ\text{C}$ , 1 ч +  $800^\circ\text{C}$ , 1 ч) — на рис. 12. Видно, что после нагрева, независимо от температуры, наблюдаются длинные заблокированные прямолинейные сегменты. Согласно рисункам 11, 12, барьеры имеют взаимно перпендикулярные оси, которые, если учесть выбор плоскости фольги, лежат в плоскостях  $(100)$ . Из направлений такого типа сразу выбираем диагонали грани  $(100)$ , поскольку именно



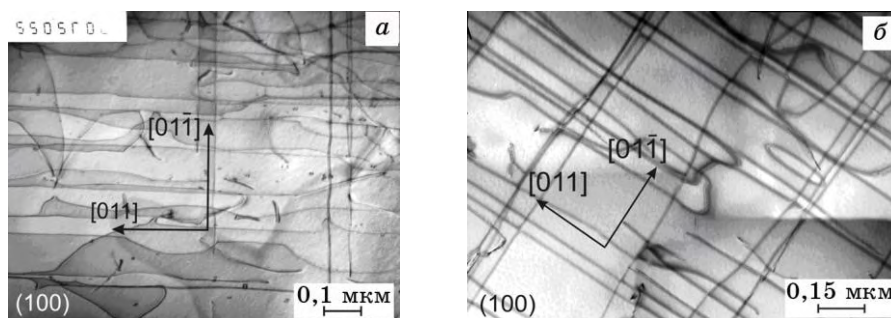
**Рис. 11.** Дислокационная структура после деформации при 77 К и последующего нагрева: *a* —  $200^\circ\text{C}$ , 20 мин; *б* —  $500^\circ\text{C}$ , 1 ч. Плоскость фольги параллельна плоскости  $(100)$  поперечного скольжения.



**Рис. 12.** Дислокационная структура после деформации при 77 К и последующего нагрева (500°C, 1 ч + 800°C, 1 ч). Плоскость фольги параллельна плоскости (100) поперечного скольжения. *a* — светлопольное изображение; *б* — темнопольное изображение,  $g = [0\bar{2}2]$ , о.з.  $[100]$ ; *в* — темнопольное изображение,  $g = [111]$ , о.з.  $[12\bar{3}]$ ; *г* — темнопольное изображение,  $g = [\bar{1}11]$ , о.з.  $[12\bar{1}]$ .

они принадлежат одновременно плоскостям октаэдра и куба. С помощью  $g\mathbf{b}$ -анализа показано, что заблокированные дислокации являются винтовыми. Ось дислокаций однозначно определялись по их проекциям в трех различных сечениях обратной решетки: (100),  $(12\bar{1})$ ,  $(411)$ , с последующей компьютерной обработкой. Для определения вектора Бюргера использовался анализ контраста дислокаций в различных рефлексах.

На рисунке 12, *б* показано исчезновение контраста от дислокации 1 в рефлексе  $g = [0\bar{2}2]$ , а на рис. 12, *в*, *г* — от дислокации 2 в рефлексах  $g = [111]$  и  $g = [\bar{1}11]$ . Это возможно лишь в случае, если векторами Бюргера дислокаций 1 и 2 являются  $\mathbf{b}_1 = [011]$  и  $\mathbf{b}_2 = [0\bar{1}1]$ , так что заблокированные дислокации, действительно, являются винтовыми. Исходные дислокации с такими векторами Бюргера принадлежат, как видно из рис. 7, *а*, системам скольжения DI и DII соответственно. Отсюда следует, что обе эти системы были действующими при НТ-деформации. Это свидетельствует об отклонении от точной ориентировки  $[251]$ , при которой можно было ожидать наблюдения только системы DI. Действительно, как показали рентгенографический и электронно-микроскопический

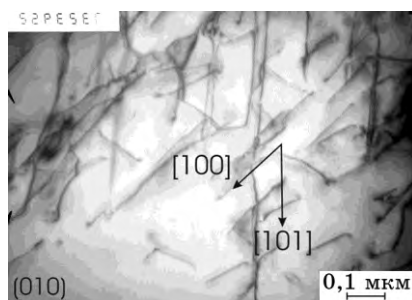


**Рис. 13.** Деформация при 300°C (*a*) и последующий нагрев при 800°C, 1 ч (*б*); плоскость фольги параллельна плоскости (100).

анализы, ориентировка отклоняется от точной не менее чем на 3°.

### 3.3. Ni<sub>3</sub>(Al, Nb), деформация при промежуточных температурах и последующий нагрев

Монокристаллы Ni<sub>3</sub>(Al, Nb) деформировали при температуре 300°C из температурного интервала, в котором при динамическом нагружении наблюдается аномальный ход предела текучести  $\sigma_y(T)$ . На рис. 13, *a* приведены микрофотографии дислокационной структуры, наблюдаемой после предварительной деформации. Это характерная для данного температурного интервала структура, состоящая из заблокированных дислокаций. Обращает на себя внимание сходство данной структуры (рис. 13, *a*) с наблюдаемой в результате нагрева после НТ-деформации (рис. 11, 12): в обоих случаях оси барьеров взаимно перпендикулярны. При последующем нагреве дислокационная структура, изображенная на рис. 13, *a*, практически сохраняется (рис. 13, *б*). Это показывает стабильность барьеров относительно повышения температуры без нагрузки, тогда как при

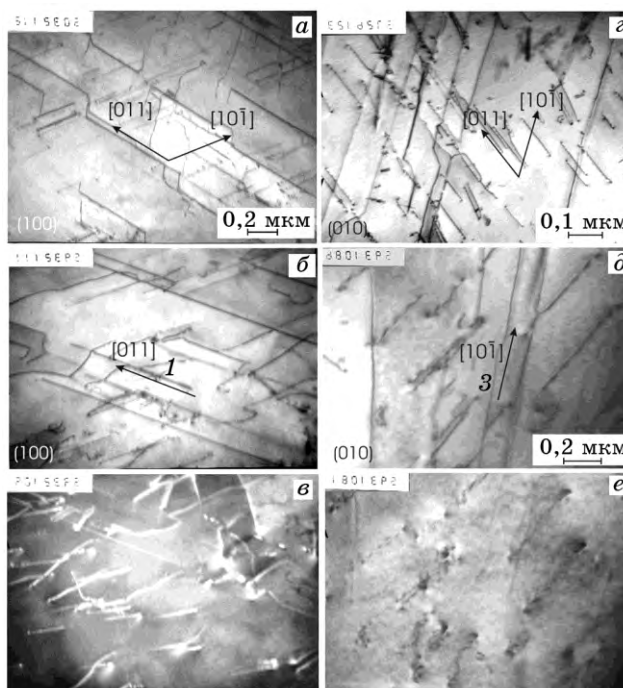


**Рис. 14.** Дислокационная структура после деформации при 800°C. Плоскость фольги параллельна первичной плоскости (010).

динамическом нагружении при  $T > T_{\max}$  барьеры не наблюдаются. Из сравнения ТЭМ-изображений сверхдислокаций на рис. 13, *а* и 13, *б* можно видеть, что после нагрева прямолинейный характер дислокационных линий еще более усиливается: исчезают суперкинки и криволинейные сегменты.

### 3.4. $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$ , ВТ-деформация и последующий нагрев

Монокристаллы  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$  с ориентировкой  $[\bar{2}51]$  деформировали при температуре  $800^\circ\text{C}$ . На рисунке 14 приведены микрофотографии дислокационной структуры, наблюдаемой после ВТ-деформации. Как видно из рис. 14, эта характерная для ВТ-деформации дислокационная структура состоит из криволинейных дислокаций в плоскостях куба. При последующем нагреве ( $200^\circ\text{C}$ , 1 ч) наблюдались длинные заблокированные прямолинейные сегменты (рис. 15). На рисунке 15, *б*, *в* приведены светлопольное и темнопольное

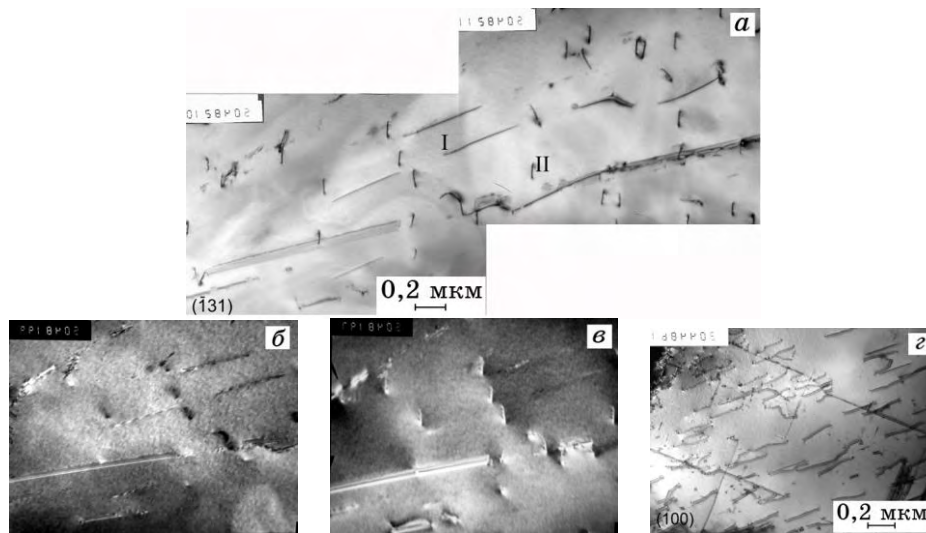


**Рис. 15.** Дислокационная структура после деформации при  $800^\circ\text{C}$  и нагрева при  $200^\circ\text{C}$ , 1 ч: *а*, *б* — светлопольное изображение, плоскость фольги параллельна плоскости (100); *в* — темнопольное изображение,  $g = [0\bar{2}2]$ , о.з. [100]; *г*, *д* — светлопольное изображение, плоскость фольги параллельна плоскости (010); *е* — темнопольное изображение,  $g = [202]$ , о.з. [010].



изображения дислокации  $l$  в плоскости  $(100)$ . Ее вектор Бюргера  $\mathbf{b}_1 = [011]$  был установлен по погасанию дислокации в рефлексе  $\mathbf{g} = [022]$  (рис. 15, *е*). На рисунке 15, *д*, *е* приведены светлопольное и темнопольное изображения дислокации  $3$  в плоскости  $(010)$ . Исчезновение контраста от этой дислокации наблюдалось в рефлексе  $\mathbf{g} = [202]$  (рис. 15, *е*), что однозначно указывает на ее вектор Бюргера  $\mathbf{b}_3 = [10\bar{1}]$ . Оси дислокаций  $1$  и  $3$  совпадают с направлениями их векторов Бюргера, так что заблокированные дислокации  $1$  и  $3$  являются винтовыми. Исходные дислокации с такими векторами Бюргера принадлежат действующим при ВТ-деформации системам скольжения (рис. 7, *б*), имеющим среди кубических систем наибольшие факторы Шмида (см. табл. 1).

Предварительную деформацию монокристаллов, нагрев без нагрузки и последующую деформацию проводили при одной и той же температуре, равной  $800^\circ\text{C}$ , которая выше температуры  $T_{\text{max}}$  пика предела текучести  $\sigma_y(T)$ . Исходная дислокационная структура состоит из криволинейных дислокаций в плоскостях куба (рис. 14). После нагрева в течение 20 мин наблюдаются прямолинейные дислокационные сегменты I и короткие сегменты II (рис. 16, *а*). Следует отметить, что плоскость фольги  $(\bar{1}31)$  отклонена от предполагаемых кубических плоскостей скольжения на большой угол, и поэтому наблюдаемые дислокации имеют вид укороченных сегментов.



**Рис. 16.**  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$ : ВТ-деформация, нагрев без нагрузки, повторная ВТ-деформация; плоскость фольги  $(\bar{1}31)$ ; *а* — с.п. панорамное изображение микроструктуры после нагрева  $800^\circ\text{C}$ , 20 мин; *б* — т.п. изображение,  $\mathbf{g} = [202]$ , о.з.  $[010]$ ; *в* — т.п. изображение,  $\mathbf{g} = [11\bar{1}]$ , о.з.  $[\bar{1}21]$ ; *г* — повторная ВТ-деформация, с.п. изображение.

**ТАБЛИЦА 2.** Значения предела текучести монокристаллов ВКНА-4У с ориентировкой [251], скоростью деформации  $\dot{\epsilon} \cong 3,33 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ , при различных температурах.

Температура испытаний, °С	20	800	1000
$\sigma_{0,2}$ , МПа	388	636	494

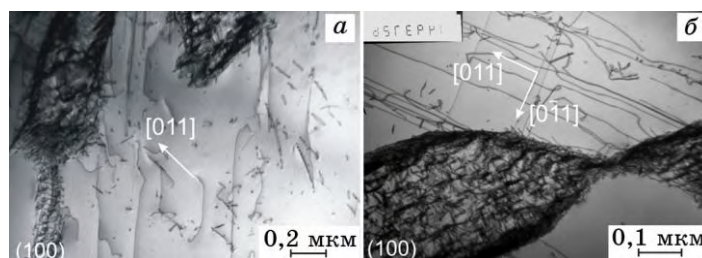
На темнопольном изображении (рис. 16, б) в  $g = [202]$  исчезает контраст от дислокации I, что однозначно позволяет определить ее вектор Бюргера  $\mathbf{b} = [10\bar{1}]$ . Дислокация является винтовой с осью вдоль  $[10\bar{1}]$ . Дислокация II также является винтовой. Вектор Бюргера направлен вдоль  $[011]$ , что подтверждено исчезновением контраста на дислокациях в рефлексах:  $[0\bar{2}2]$  и  $[1\bar{1}1]$ . Как видно из упоминаемой выше таблицы факторов Шмида, наблюдаемые здесь системы скольжения  $[10\bar{1}](010)$  и  $[011](100)$  имеют наибольшие среди кубических систем факторы Шмида. Именно эти системы были действующими при ВТ-деформации, но барьеры, как обычно при кубическом скольжении, не наблюдались. При последующем нагреве без нагрузки винтовые сверхдислокации превращаются в барьеры. И наконец, при повторной ВТ-деформации, как видно из рис. 16, з, барьеры вновь превращаются в скользящие сверхдислокации.

### 3.5. ВКНА-4У: НТ-деформация и последующий нагрев

Проведены аналогичные эксперименты по деформации и нагреву [251] монокристаллов жаропрочного сплава ВКНА-4У, содержащего 90%  $\gamma'$ -фазы (монокристаллы выращены в ОАО «Сатурн»): деформация при комнатной температуре и последующий отжиг без нагрузки при 600°C, 1 ч. Были измерены значения предела текучести при сжатии монокристаллов ВКНА-4У с ориентировкой [251], которые приведены в табл. 2.

Как видно из табл. 2, предел текучести исследуемого сплава имеет аномальный температурный ход.

Монокристаллы деформировали при комнатной температуре. На рис. 17, а приведены микрофотографии дислокационной структуры после НТ-деформации. Наблюдаются криволинейные дислокации в плоскостях октаэдра. Последующий нагрев проводили при 600°C в течение часа. Как видно из рис. 17, б, после нагрева наблюдаются длинные заблокированные прямолинейные сегменты. С помощью  $g\mathbf{b}$ -анализа было показано, что заблокированные дислокации являются винтовыми с осями, параллельными направлению  $[011]$ . На основании этого можно полагать, что при НТ-деформации действует одна система скольжения  $[011](1\bar{1}1)$  с наибольшим фактором Шмида, равным 0,490. Сравнивая с упоминаемыми выше результатами



**Рис. 17.** ВКНА-4У: НТ-деформация и последующий нагрев без нагрузки; плоскость фольги (100); *a* — дислокационная структура после деформации  $\varepsilon \approx 3,5\%$  при комнатной температуре; *б* — микроструктура после последующего нагрева  $600^\circ\text{C}$ , 1 час.

для  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$ , можно считать, что в данном случае ориентировка монокристаллов достаточно близка к точной ориентировке  $[\bar{2}51]$ .

На рисунке 17 обращает на себя внимание высокая плотность дислокаций, наблюдаемых внутри разупорядоченной  $\gamma$ -фазы. Это свидетельствует о сильном наклепе в результате предварительной деформации  $\gamma$ -фазы, значительно более мягкой, чем  $\gamma'$ -фаза. Кроме того, переходы из  $\gamma'$ - в  $\gamma$ -фазу, обусловленные распадом сверхдислокаций на одиночные дислокации, являются более легкими, чем обратные переходы, требующие рекомбинации одиночных. В результате внутри прослоек  $\gamma$ -фазы сосредоточена высокая плотность дислокаций, как за счет работы источников, так и за счет переходов из кубоидов  $\gamma'$ -фазы. Это свидетельствует также о том, что температура нагрева была ниже температуры рекристаллизации  $\gamma$ -фазы.

Дислокационная структура  $\gamma$ - и  $\gamma'$ -фаз после нагрева отличается как плотностью дислокаций, так и тем, что блокировка дислокаций происходит только в  $\gamma'$ -фазе вследствие превращения сверхдислокаций в барьеры. Естественно, что такой механизм блокировки отсутствует для дислокаций в разупорядоченной  $\gamma$ -фазе. Именно в сплаве ВКНА-4У впервые наблюдалась автоблокировка дислокаций [20].

### 3.6. $\text{Ni}_3\text{Fe}$ : НТ-деформация и последующий нагрев

Эксперименты по нагреву без нагрузки после предварительной деформации проведены для упорядоченного сплава  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  с целью выяснить изменение дислокационной структуры, наблюдается ли в этом сплаве аномалия предела текучести  $\sigma_y(T)$ , подобная той, что в интерметаллидах типа  $\text{Ni}_3\text{Al}$  [17, 18]. Температурная зависимость  $\sigma_y(T)$  для упорядоченного сплава  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  имеет следующий ход: с ростом температуры  $\sigma_y$  падает в широком температурном интервале, а вблизи температуры упорядочения  $T_c$ , равной примерно  $500^\circ\text{C}$  для стехиометрического состава, растет. Подъем  $\sigma_y(T)$  при приближе-

нии к  $T_c$ , наблюдаемый и в некоторых других упорядоченных сплавах, связан с механизмами торможения дислокаций, которые обусловлены понижением степени дальнего порядка и соответственно энергии АФГ вблизи  $T_c$ . Эти механизмы торможения отличаются от исследуемых здесь превращений дислокаций в барьеры и далее не будут рассматриваться. До того, как начинается упоминаемый подъем  $\sigma_y(T)$ , в некоторых работах наблюдается слабый пик  $\sigma_y(T)$  вблизи  $300^\circ\text{C}$ , в других — не наблюдается (см., например, [23]). На рис. 18 приведена кривая  $\sigma_y(T)$ , содержащая указанный пик [24]. Согласно [25], температурная аномалия  $\sigma_y(T)$ , подобная наблюдаемой в сплавах типа  $\text{Ni}_3\text{Al}$ , не может наблюдаться в сплаве  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  из-за отсутствия анизотропии энергии АФГ. Этот вывод следует из анализа морфологии антифазных доменов, не имеющих огранки по плоскостям куба.

Мы полагаем, что если в результате указанных экспериментов в упорядоченном сплаве  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  будут обнаружены дислокационные барьеры, то это будет свидетельствовать о наличии аномалии  $\sigma_y(T)$ , связанной с термоактивированными дислокационными превращениями, такими же, как в сплавах типа  $\text{Ni}_3\text{Al}$ . В противном случае, даже если наблюдается немонотонный ход  $\sigma_y(T)$ , это обусловлено другими механизмами торможения сверхдислокаций.

Для того чтобы выяснить имеет ли пик  $\sigma_y(T)$  в  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  то же происхождение, что и в  $\text{Ni}_3\text{Al}$ , мы провели следующий эксперимент: упорядочивающий отжиг в интервале температур  $465\text{--}485^\circ\text{C}$  в течение 100 часов в откачанных кварцевых ампулах; деформация образцов

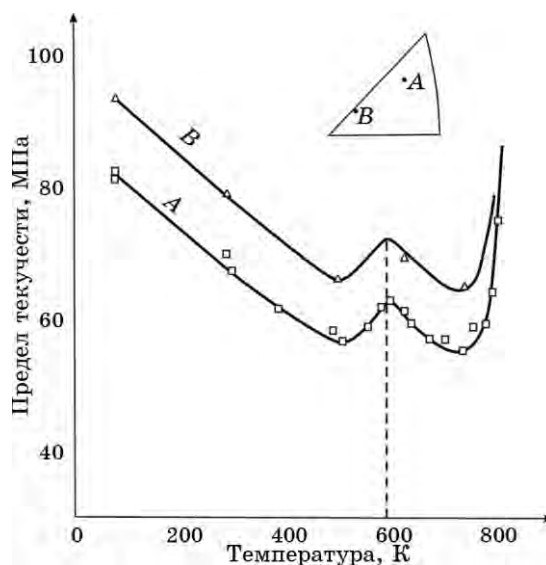
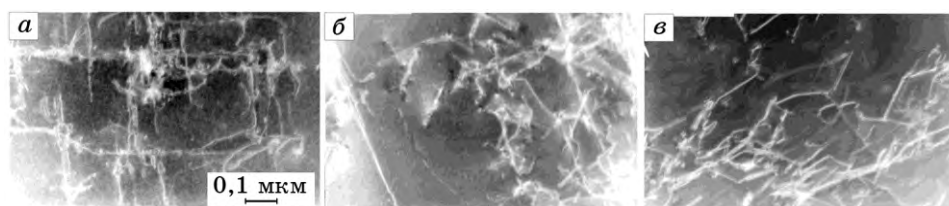


Рис. 18. Температурная зависимость  $\sigma_y(T)$  в упорядоченном сплаве  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  [24].



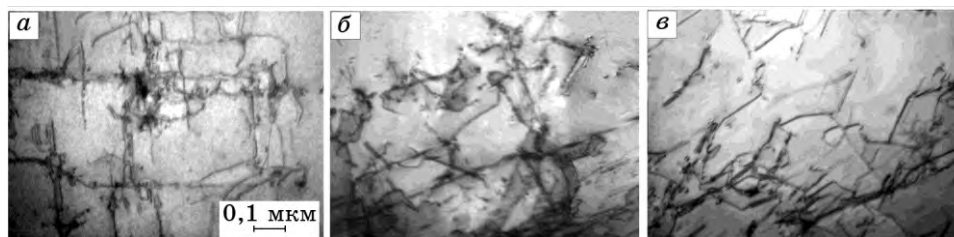
**Рис. 19.** Дислокационная структура частично упорядоченного сплава  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  после предварительной деформации и последующего нагрева без нагрузки: *a* — деформация при  $-196^\circ\text{C}$ ; *b* — нагрев при  $200^\circ\text{C}$ , 1 ч; *c* — нагрев при  $400^\circ\text{C}$ , 1 ч.

осадкой при температуре жидкого азота на величину 4–6% со скоростью 0,5 мм/мин; последующий нагрев без нагрузки при различных температурах; охлаждение на воздухе. Как видно из микрофотографий на рис. 19, существенных изменений дислокационной структуры при нагреве не произошло; длинных заблокированных сегментов, подобных наблюдаемым после отжига в  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$ , не обнаружено. Однако относительная степень дальнего порядка, определенная стандартным рентгенографическим способом, составляет не более 0,77. Для окончательного выяснения вопроса об отсутствии в  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  аномалии  $\sigma_y(T)$  были проведены эксперименты на образцах с большей степенью дальнего порядка.

Сплав  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  упорядочивали в интервале температур  $465\text{--}485^\circ\text{C}$  в течение 500 часов в откачанных кварцевых ампулах. Кинетика упорядочения исследовалась в [25]. Мы использовали эти данные при выборе режима упорядочения. Согласно [25], такой отжиг обеспечивает значение степени дальнего порядка, близкое к единице. Предварительную деформацию и последующий нагрев при соответствующих температурах проводили так же, как описано выше. Из сравнения приведенных на рис. 20 микрофотографий следует, что существенных изменений дислокационной структуры при нагреве не произошло; длинных заблокированных сегментов, подобных наблюдаемым после отжига в  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$ , не обнаружено. Отсюда следует вывод, что происхождение упоминаемого выше пика на кривой  $\sigma_y(T)$  для  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  не связано с термоактивированной блокировкой дислокаций.

Полученные в этой главе результаты экспериментов по нагреву интерметаллидов без нагрузки после предварительной деформации кратко можно сформулировать следующим образом:

- в сплаве ВКНА-4У заблокированные дислокации наблюдались в  $\gamma'$ -фазе, но не наблюдались в разупорядоченной  $\gamma$ -фазе; именно в сплаве ВКНА-4У впервые наблюдалась автоблокировка дислокаций;
- обнаружено, что для сплавов  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$  нагрев без нагрузки по-



**Рис. 20.**  $\text{Ni}_3\text{Fe}$ : НТ-деформация и последующий нагрев без нагрузки. *a* — дислокационная структура после деформации при  $-196^\circ\text{C}$ ; *b* — микро-структура после дополнительного нагрева при  $200^\circ\text{C}$ , 1 ч; *c* — дислокационная структура после нагрева при  $400^\circ\text{C}$ , 1 ч.

- сле предварительной деформации, как низкотемпературной, так и высокотемпературной, приводит к радикальному изменению дислокационной структуры вследствие блокировки дислокаций;
- обнаружено, что для сплавов  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$  при нагреве после НТ-деформации барьеры принадлежат кубической плоскости поперечного скольжения, тогда как при нагреве после ВТ-деформации — первичным кубическим плоскостям скольжения;
  - заблокированные дислокации не наблюдались в упорядоченном сплаве  $\text{Ni}_3\text{Fe}$ , так что происхождение пика на кривой  $\sigma_y(T)$  для  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  не связано с термоактивированной блокировкой дислокаций.

#### 4. АВТОБЛОКИРОВКА ДИСЛОКАЦИЙ В ИНТЕРМЕТАЛЛИДЕ $\text{Ni}_3\text{Ge}$ : КУБИЧЕСКОЕ СКОЛЬЖЕНИЕ

Излагаются результаты экспериментов, которые включали деформацию монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  при температуре выше температуры  $T_{\text{max}}$  пика предела текучести и последующий нагрев без нагрузки. Кроме того, исследовано изменение дислокационной структуры при медленном охлаждении от температуры предварительной деформации [26].

##### 4.1. Образцы и методика

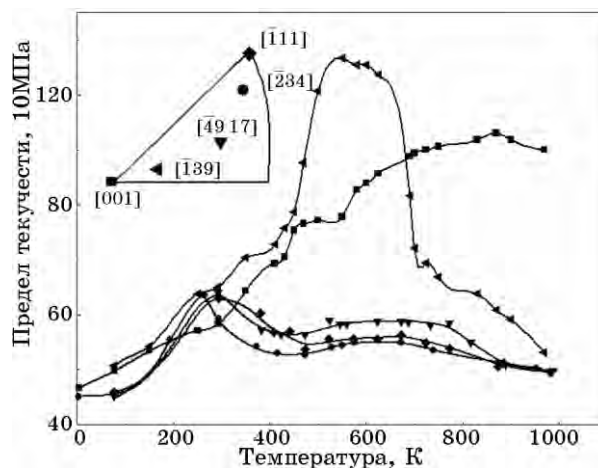
В качестве объекта исследования использовались монокристаллы  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  [27]. Монокристаллы выращивались по методу Чохральского и подвергались гомогенизационному отжигу в течение 30 часов при температуре  $1223 \text{ K}$ . Ориентацию образцов определяли с помощью рентгенографического анализа по методу Лауэ-эпиграмм.

В данной работе использовались образцы в форме призмы с квадратным сечением  $2,5 \times 2,5 \text{ мм}$  и высотой  $6 \text{ мм}$ , заготовки для элек-

тронно-микроскопических фольг вырезали электроискровым способом с использованием гониометрической приставки для рентгенографического анализа их ориентации. Деформацию осуществляли осадкой на величину 2–3,5% со скоростью порядка 0,3 мм/мин. Последующий нагрев без нагрузки проводился при различных температурах, после чего образец охлаждался в воде (быстрое охлаждение) либо вместе с печью (медленное охлаждение).

Дислокационную структуру изучали методами электронной просвечивающей микроскопии на микроскопах JEM 200CX и CM-30 Super Twin. Идентификация дислокаций производилась методом  $g\mathbf{b}$ -анализа. Фольги для электронно-микроскопических исследований (ТЭМ) сплава  $Ni_3Ge$  были приготовлены из образцов, вырезанных параллельно кубической плоскости.

Для монокристаллов  $Ni_3Ge$ , полученных в [27], температурная зависимость предела текучести представлена на рис. 21 [23] для разных ориентаций кристалла. В наших экспериментах ось сжатия монокристаллов  $Ni_3Ge$  находилась вблизи направления  $[\bar{1}11]$  с отклонениями в пределах  $5^\circ$ . Наибольший фактор Шмида ( $f_{\{100\}} = 0,471$ ) в этом случае имеют кубические системы скольжения:  $[011](100)$ ,  $[\bar{1}\bar{1}0](010)$ ,  $[\bar{1}\bar{1}0](001)$ . Заметим, что при данной ориентировке фактор Шмида для кубических систем значительно превышает наибольший фактор Шмида для октаэдрического скольжения  $f_{\{111\}} = 0,272$ . Несмотря на это, при ориентировках типа  $\langle 111 \rangle$ , как и при любых других ориентировках [28, 29], в исследуемом интерметаллиде, начиная с низких температур вплоть до температуры пика предела текучести при динамическом нагружении наблюдается только октаэдрическое скольжение.



**Рис. 21.** Температурная зависимость предела текучести  $\sigma_{0,2\%}(T)$  для монокристаллов  $Ni_3Ge$  [23].

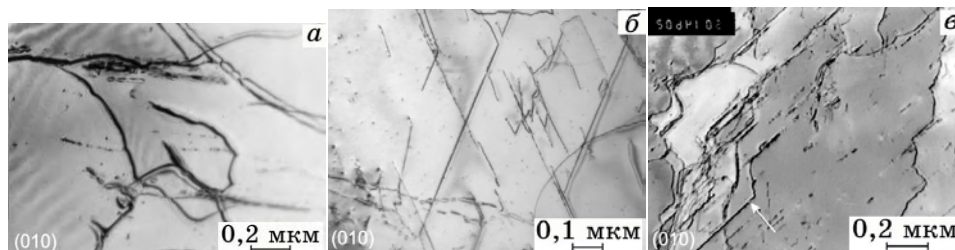
Температура пика предела текучести  $T_{\max}$  для ориентировки  $\langle 111 \rangle$  близка к комнатной (рис. 21). Температура предварительной деформации была выбрана значительно выше температуры  $T_{\max}$  и составляла  $400^\circ\text{C}$ . Будем, как и ранее, называть такую деформацию высокотемпературной (ВТ).

#### 4.2. $\text{Ni}_3\text{Ge}$ , ВТ-деформация и последующий нагрев без нагрузки

На рисунке 22, *a* приведена микрофотография дислокационной структуры, наблюдаемой после ВТ-деформации. Как видно из рис. 22, *a*, это типичная для высоких температур дислокационная структура сплавов типа  $\text{Ni}_3\text{Al}$ , состоящая из криволинейных дислокаций в плоскостях куба. При последующем нагреве без нагрузки происходит радикальное изменение дислокационной структуры: наблюдаются длинные заблокированные прямолинейные сегменты. Такое изменение формы дислокаций отчетливо видно на микрофотографиях (рис. 22, *б*, *в*), полученных после последующего нагрева при  $100^\circ\text{C}$ , 10 мин.

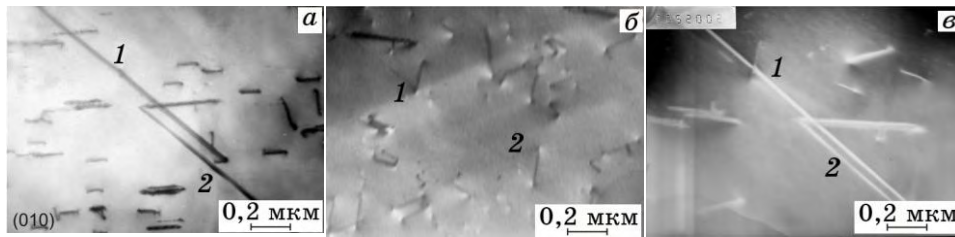
Обратим внимание на дислокационную петлю (рис. 22, *в*), лежащую в плоскости  $(010)$ . Петля содержит короткие сегменты, вытянутые вдоль выделенного направления. На один из таких сегментов указывает стрелка. Кроме того, петля содержит довольно длинный сегмент, направление которого несколько отличается от выделенного. Сегмент имеет пилообразную форму, что может быть свидетельством нестабильности дислокации относительно вытягивания вдоль выделенного направления.

Точное определение параметров прямолинейных дислокаций было проведено на примере дислокаций 1 и 2, представленных на рис. 23. На рисунке 23, *б*, *в* приведены темнопольные изображения дислокаций 1 и 2, погасание дислокаций в рефлексах  $g = [111]$  (рис. 23, *б*) и  $g = [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  и подтверждение контраста  $g\mathbf{b} = 2$  в рефлексе  $g = [11\bar{3}]$  (рис. 23, *в*) позволило однозначно определить их вектор



**Рис. 22.** Дислокационная структура  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ : *a* — светлопольное изображение после деформации при  $400^\circ\text{C}$ ; *б*, *в* — светлопольные изображения после нагрева при  $100^\circ\text{C}$ , 10 мин.; плоскость фольги параллельна плоскости  $(010)$ .





**Рис. 23.** Дислокационная структура  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  после деформации при  $400^\circ\text{C}$  и нагрева при  $100^\circ\text{C}$ , 10 мин.: *a* — светлопольное изображение, плоскость фольги параллельна (010); *б* — темнопольное изображение  $g = [111]$ , о.з.  $[\bar{1}2\bar{1}]$ ; *в* — темнопольное изображение  $g = [113]$ , о.з.  $[\bar{1}4\bar{1}]$ .

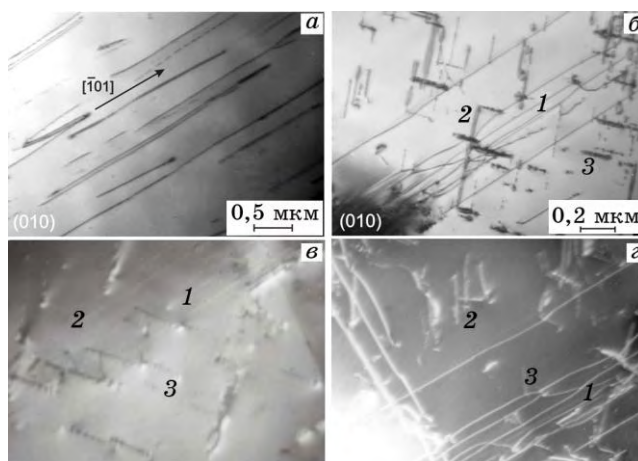
Бюргерса  $\mathbf{b} = [\bar{1}01]$ . По проекциям дислокационных линий в трех сечениях обратной решетки вычислены направления осей дислокации:  $U_{1,2} = [\bar{1}01]$ . Таким образом, для исходных кубических систем скольжения заблокированными при последующем нагреве являются винтовые дислокации.

Постановка излагаемого далее эксперимента вызвана случайностью: образец после деформации оказался забытым и остывал вместе с печью.

#### 4.3. $\text{Ni}_3\text{Ge}$ , ВТ-деформация и последующее медленное охлаждение

После предварительной деформации  $\langle 111 \rangle$  монокристалла  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  при  $400^\circ\text{C}$  и быстрого охлаждения (в воду) наблюдается характерная для ВТ-деформации дислокационная структура, которую удастся зафиксировать именно благодаря быстрому охлаждению (рис. 22, *a*). Однако, после деформации при  $400^\circ\text{C}$  с последующим медленным охлаждением (вместе с печью,  $\cong 1$  час) наблюдаются, напротив, прямолинейные дислокационные сегменты (рис. 24, *a*). Если сравнивать дислокационную структуру, изображение которой приведено на рис. 24, с наблюдаемой после быстрого охлаждения (рис. 22, *a*), то можно заметить, что в результате медленного охлаждения, как и при нагреве без нагрузки быстро охлажденного образца (рис. 22, *б*), практически исчезли криволинейные дислокации. Это обусловлено тем, что при медленном охлаждении образец достаточно длительное время после нагрузки пребывает в области относительно высоких температур.

Для прямолинейных дислокаций, светлопольное изображение которых представлено на рис. 24, *б*, был проведен  $g\mathbf{b}$ -анализ. Установлено, что длинные дислокации (*1*) являются винтовыми с вектором Бюргерса  $\mathbf{b} = [\bar{1}01]$ . Их погасание в рефлексе  $g = [\bar{1}1\bar{1}]$  видно на рис. 24, *в*. Дислокации данной серии принадлежат системе сколь-



**Рис. 24.** Дислокационная структура  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  после деформации при  $400^\circ\text{C}$  и медленного охлаждения: *а, б* — светлопольные изображения, плоскость фольги параллельна (010); *в* — темнопольное изображение  $g = [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ , о.з.  $[110]$ ; *г* — темнопольное изображение  $g = [311]$ , о.з.  $[\bar{1}30]$ .

жения в плоскости (010) с наибольшим фактором Шмида. На рисунке 24, б также можно видеть дислокации в виде коротких вертикальных (2) и горизонтальных (3) сегментов, которые относятся к системам скольжения в других кубических плоскостях. Погасание дислокаций (2) (рис. 24, в) в рефлексе  $g = [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  позволяет отнести их к системе скольжения  $[011](100)$ . Дислокации (3) принадлежат системе  $[0\bar{1}\bar{1}](001)$ , их погасание в рефлексе  $g = [311]$  приведено на рис. 24, г. Таким образом, медленное охлаждение после предварительной деформации приводит к автоблокировке дислокаций в  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ , как и обсуждаемый выше нагрев без нагрузки. Далее оба эти метода были использованы с целью обнаружения автоблокировки в магнии (раздел 7).

Полученные в этом разделе результаты экспериментов кратко можно сформулировать следующим образом:

- обнаружена автоблокировка дислокаций в  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  после предварительной деформации, которая осуществляется при  $T > T_{\text{max}}$  посредством кубического скольжения; температурный ход предела текучести, наблюдаемый при кубическом скольжении, является нормальным;
- обнаружена автоблокировка дислокаций не только при нагреве без нагрузки, но также и при медленном охлаждении от температуры  $T > T_{\text{max}}$ ;
- показано, что в обоих случаях заблокированные дислокации принадлежат первичным кубическим плоскостям скольжения и имеют винтовую ориентацию.

## 5. ТЕРМОАКТИВИРОВАННОЕ ВЫТЯГИВАНИЕ СВЕРХДИСЛОКАЦИЙ И ОДИНОЧНЫХ ДИСЛОКАЦИЙ ВДОЛЬ ВЫДЕЛЕННЫХ НАПРАВЛЕНИЙ В TiAl

Приводятся данные о температурной зависимости предела текучести в TiAl, о различных конфигурациях сверхдислокаций и одиночных дислокаций, как скользящих, так и заблокированных. Излагаются результаты экспериментов, включающих нагрев без нагрузки после предварительной деформации TiAl при комнатной температуре. Обнаружена автоблокировка как сверхдислокаций с векторами Бюргера  $\langle 101 \rangle$  и  $1/2 \langle 112 \rangle$ , так и одиночных дислокаций [30, 31]. Наблюдение автоблокировки одиночных дислокаций было неожиданным и выходило за рамки предложенной ранее модели (разд. 2).

### 5.1. Температурная зависимость предела текучести

Сплав  $\gamma$ -TiAl один из самых известных среди интерметаллидов, имеющих сверхструктуру  $L1_0$  (рис. 25). Это слоистая сверхструктура с тетрагональной решеткой, что определяет многие особенности, как скользящих дислокаций, так и дислокационных барьеров. На рисунке 26 приведены кривые  $\sigma_y(T)$  для монокристаллов TiAl различных ориентировок. Аномальный ход  $\sigma_y(T)$  наблюдается при всех изучаемых ориентировках. Как видно из рис. 26, типичная для TiAl форма кривой  $\sigma_y(T)$  включает в себя сильную нормальную зависимость при низких температурах (область I [32]), аномальный ход при промежуточных температурах (область II [33]), нормальный ход при высоких температурах (область III [33]). Здесь обращает на себя внимание та особенность кривой  $\sigma_y(T)$  в TiAl, что температурный спад при низких температурах является значительно более сильным, чем в  $Ni_3Al$ . Для

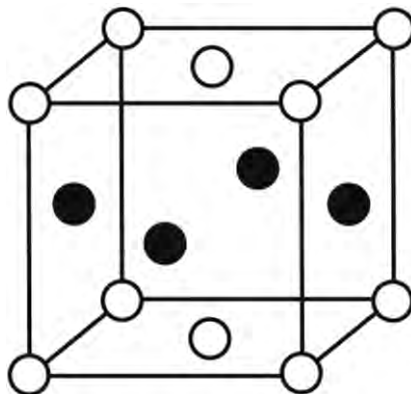
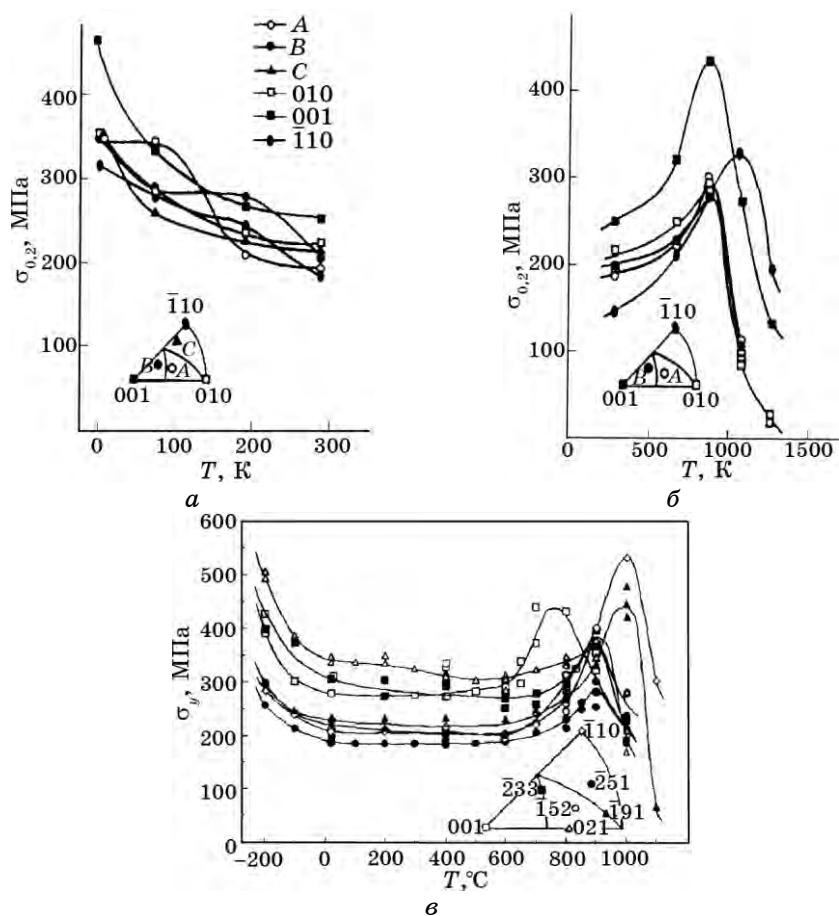


Рис. 25. Сверхструктура  $L1_0$ .



**Рис. 26.** Кривые  $\sigma_y(T)$  для монокристаллов TiAl: *a* — при низких температурах [32]; *б* — при промежуточных и высоких температурах [33]; для монокристаллов Ti-56Al [34].

сплава Ti-56Al температурный ход предела текучести представлен на рис. 26, *в* [34]. Здесь кривые  $\sigma_y(T)$  несколько отличаются по своей форме от приведенных на рис. 26, *а*, *б*. Это отличие состоит, в частности, в том, что на рис. 26, *в* предел текучести остается почти постоянным от комнатной температуры до  $\approx 500^\circ\text{C}$ .

## 5.2. Дислокации различных типов

### 5.2.1. Скользящие конфигурации

В слоистой сверхструктуре  $L1_0$  (рис. 25) атомы разного сорта распо-

ложены в чередующихся плоскостях. Ось  $c$ , перпендикулярная указанным плоскостям, параллельна направлению  $\langle 001 \rangle$ . В сплавах данного типа решетка при упорядочении, как правило, становится тетрагональной. Благодаря слоистому расположению одноименных атомов, различные направления сдвига  $\langle 101 \rangle$  не являются эквивалентными. В результате в сверхструктуре  $L1_0$  существуют как одиночные дислокации с вектором Бюргерса  $1/2 \langle 110 \rangle$ , перпендикулярным оси  $c$ , так и сверхдислокации с векторами Бюргерса типа  $\langle 101 \rangle$ .

Будем использовать символику Томпсона (рис. 2) для обозначения векторов Бюргерса и плоскостей скольжения дислокаций в сверхструктуре  $L1_0$ . Если ось  $c$  параллельна  $[001]$ , то в плоскости  $(111)$  вектор Бюргерса одиночной дислокации есть  $BA(d)$ , а векторы Бюргерса сверхдислокаций:  $2CA(d)$  и  $2CB(d)$ .

В сверхструктуре  $L1_0$ , кроме одиночных дислокаций и сверхдислокаций с вектором Бюргерса типа  $\langle 101 \rangle$ , возможны сверхдислокации с вектором Бюргерса  $1/2 \langle 112 \rangle$ . Возникновение сверхдислокаций с таким необычным вектором Бюргерса связано со слоистым характером сверхрешетки  $L1_0$ . Существенно, что вектор Бюргерса типа  $1/2 \langle 112 \rangle$  меньше по модулю, чем вектор  $\langle 101 \rangle$ : отношение квадратов их модулей составляет, как нетрудно видеть,  $3/4$ . Поэтому сверхдислокация  $1/2 \langle 112 \rangle$  имеет меньшую энергию, чем сверхдислокация  $\langle 101 \rangle$ .

Сверхдислокации  $1/2 \langle 112 \rangle$  могут возникать в результате взаимодействия с одиночной дислокацией:

$$2CA + AB = (CA + CB). \quad (28)$$

Изменение энергии  $\Delta E$  в результате реакций

$$\mathbf{b} \Leftrightarrow \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 \quad (29)$$

между дислокациями, оси которых параллельны, можно приближенно записать в виде:

$$\Delta E_b = \psi(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2) \ln \frac{R}{r_0}, \quad (30)$$

где величина  $\psi(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2)$  определяется выражением (2). Реакция  $\mathbf{b} \Rightarrow \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2$  энергетически выгодна, если  $\Delta E_b > 0$ . В противном случае энергетически выгодна реакция  $\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 \Rightarrow \mathbf{b}$ . Используя (30), сразу получаем, что реакция (28) образования сверхдислокации  $1/2 \langle 112 \rangle$  энергетически выгодна при любой ориентации дислокации.

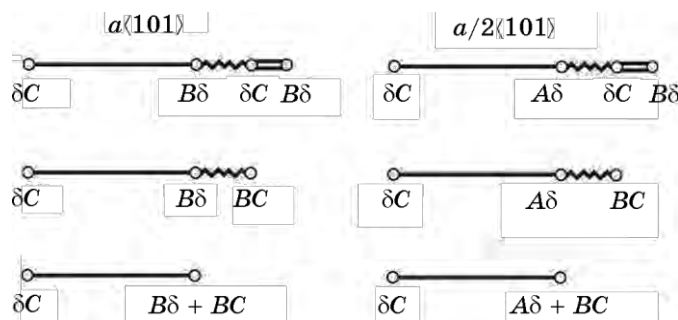
Все три типа дислокаций наблюдались в сплавах со сверхструктурой  $L1_0$ . Результаты исследования эволюции дислокационной структуры с температурой для сплава TiAl приведены в [35–38].

Вследствие слоистого характера сверхструктуры  $L1_0$ , неэквивалентными являются не только направления полного сдвига  $\langle 101 \rangle$ , но также и направления частичного сдвига типа  $\langle 112 \rangle$ . В каждой плоскости  $\{111\}$  один из  $\mathbf{f}$ -векторов частичных сдвигов, а именно тот, который перпендикулярен вектору Бюргера одиночной дислокации, описывает сверхструктурный дефект упаковки (СДУ). Другие два  $\mathbf{f}$ -вектора описывают тождественные друг другу дефекты упаковки, обычно называемые комплексными (КДУ). В первом приближении, с учетом взаимодействия ближайших соседей, энергия  $\gamma'$  КДУ равна энергии  $\zeta$  антифазной границы (АФГ), а энергия  $\gamma$  (СДУ) равна нулю. При расчетах используется следующее приближение:

$$\gamma' \cong \zeta \gg \gamma. \quad (31)$$

Поскольку вектор Бюргера одиночной дислокации и  $\mathbf{f}$ -вектор СДУ перпендикулярны, то расщепление одиночной дислокации может происходить только с образованием полосы КДУ.

Для каждого из рассматриваемых типов сверхдислокаций расщепленная конфигурация содержит полосу СДУ, которая с одной стороны ограничена частичной дислокацией, далее называемой особой, а с другой стороны — комплексом частичных (рис. 27). Указанный комплекс включает в себя три частичных дислокации, связанные друг с другом полосами КДУ и АФГ. В результате расчета равновесных конфигураций сверхдислокаций показано, что ширина полосы КДУ для сверхдислокации с вектором Бюргера  $1/2 \langle 112 \rangle$  гораздо меньше (примерно на порядок), чем для сверхдислокации с вектором Бюргера  $\langle 101 \rangle$ . Следует подчеркнуть, что именно от величины указанного расщепления зависит возможность рекомбинации и последующего поперечного скольжения, которое и приводит к термоактивированной блокировке (и автоблокировке) сверхдислокаций.



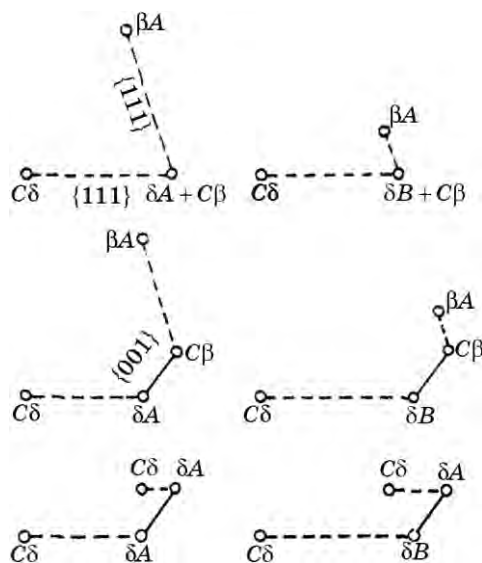
**Рис. 27.** Возможные расщепления скользящих дислокаций; использованы обозначения: линия — СДУ, двойная линия — КДУ; ломаная линия — АФГ.

### 5.2.2. Заблокированные конфигурации

Скользящие конфигурации сверхдислокации (рис. 27) содержат лишь одну полосу низкоэнергетического дефекта упаковки, каким является СДУ. Однако существует возможность расщепления сверхдислокации с образованием двух полос СДУ. Такая возможность реализуется при расщеплении сверхдислокации в пересекающихся октаэдрических плоскостях. В результате возникает непланарная конфигурация типа «крыши». Такие конфигурации, имеющие суммарный вектор Бюргерса типа  $\langle 101 \rangle$  и  $1/2 \langle 112 \rangle$  изображены схематически на рис. 28. Указанные конфигурации будут иметь меньшую энергию, чем скользящие. Однако, будучи непланарными, они являются заблокированными. Это относится не только к конфигурациям типа «крыши», но и к другим рассматриваемым далее непланарным конфигурациям. Естественное стремление сверхдислокации перейти в низкоэнергетическую конфигурацию, которая может иметь одну из непланарных форм, но в любом случае заблокированную, приводит, в конечном счете, к аномалии деформационных характеристик интерметаллидов.

В сплавах со сверхструктурой  $L1_0$  могут существовать барьеры Кира–Вильсдорфа, которые хорошо известны для сверхструктуры  $L1_2$  (см. разд. 2). Общим свойством сверхструктур  $L1_2$  и  $L1_0$  является упоминаемая в разд. 2 анизотропия энергии АФГ: наименьшую энергию  $\zeta'$  имеет АФГ в плоскости куба с вектором сдвига  $1/2 \langle 101 \rangle$ . Поэтому в сверхструктуре  $L1_0$  возможно возникновение барьеров путем поперечного скольжения дислокации типа  $1/2 \langle 101 \rangle$ , принадлежащей сверхдислокации, в плоскость куба и ее последующего расщепления в плоскости октаэдра. Указанное расщепление происходит с образованием полосы СДУ, а не КДУ, как в  $L1_2$ . Схематически конфигурации барьеров Кира–Вильсдорфа в сверхструктуре  $L1_0$  изображены на рис. 28. Разнообразии этих конфигураций связано с тем, что, во-первых, их суммарный вектор Бюргерса может быть не только  $\langle 101 \rangle$ , но и  $1/2 \langle 112 \rangle$ , а во-вторых, полосы СДУ могут лежать не только в параллельных плоскостях  $\{111\}$ .

Как для барьеров Кира–Вильсдорфа, так и для барьеров типа «крыши» было показано, что энергия активации образования барьера ниже энергии активации его разрушения (превращения вновь в скользящую конфигурацию). В данном случае это соотношение обусловлено фактически тем, что при образовании барьеров необходима рекомбинация дислокаций, содержащих полосу КДУ, а при разрушении барьеров — дислокаций, содержащих полосу СДУ. Наименьшую ширину имеет одна из полос СДУ, принадлежащих асимметричной «крыше» с суммарным вектором Бюргерса  $1/2 \langle 112 \rangle$ . Именно разрушение такого барьера является наиболее легким процессом разблокировки сверхдислокаций. Разрушение же барьеров



**Рис. 28.** Различные конфигурации барьеров типа «крыши» и барьеров Кира–Вильсдорфа.

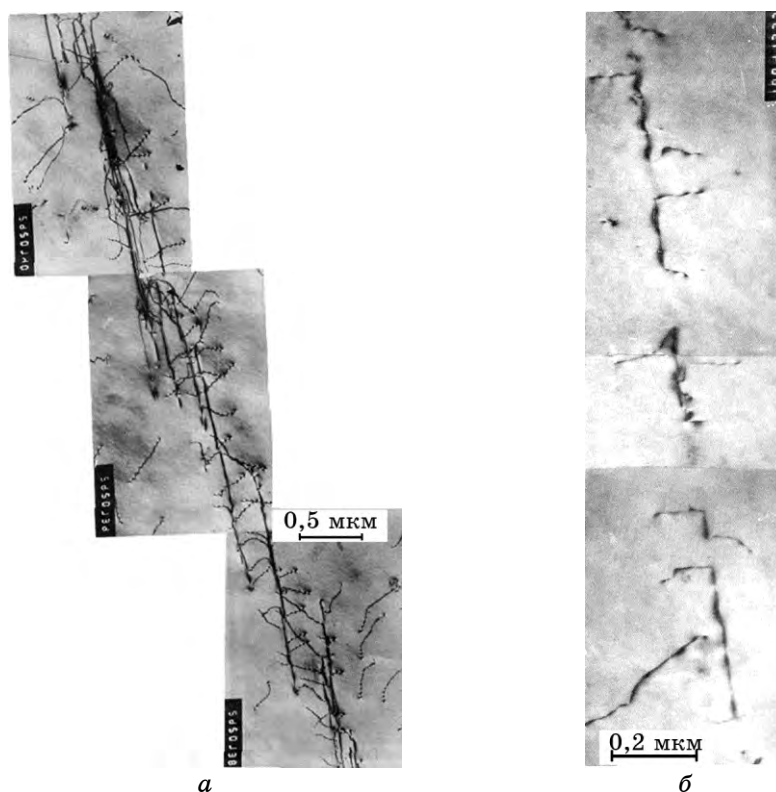
Кира–Вильсдорфа в TiAl, в отличие от Ni<sub>3</sub>Al, требует такой высокой энергии активации, что они являются практически неразрушаемыми (indestructible). Неразрушаемый характер  $\langle 101 \rangle$  барьеров в TiAl был подтвержден при исследовании автоблокировки.

В качестве примера непланарной конфигурации приведем заблокированную конфигурацию, похожую на «дерево». Такая своеобразная конфигурация впервые наблюдалась в [36]. Затем ее неоднократно наблюдали в сплавах на основе TiAl [39].

На рисунке 29, а показана панорама микроструктуры деформированного при 400°C поликристалла TiAl. Конфигурация типа «дерево» состоит из длинных прямолинейных параллельных дислокаций, от которых отходят короткие изогнутые дислокационные сегменты. Как показал анализ изображений, полученных при различных дифракционных условиях, ветвями «дерева» являются одиночные дислокации с векторами Бюргерса  $1/2 [110]$ . Ствол «дерева» параллелен направлению  $[0\bar{1}1]$ . Вдоль ствола чередуются сегменты сверхдислокаций с векторами Бюргерса  $[0\bar{1}1]$  и  $1/2 [11\bar{2}]$ . На микрофотографии (рис. 29, б) отчетливо видна сегментированная структура «дерева». Видны сегменты  $1/2 [11\bar{2}]$ , а сегменты  $[0\bar{1}1]$  погашены.

Образование заблокированной конфигурации типа «дерева», как мы полагаем, происходит следующим образом: блокировка сверхдислокации  $\langle 101 \rangle$  в результате превращения в барьер Кира–Вильсдорфа, их пересечение с одиночными дислокациями в соответствии





**Рис. 29.** Светлопольные изображения (а, б) заблокированной конфигурация типа «дерево»; видна сегментированная структура «ствола» (б).

с реакцией (28).

Основные результаты исследования эволюции дислокационной структуры TiAl при изменении температуры схематически представлены в табл. 3.

### 5.3. TiAl, НТ-деформация и последующий нагрев при $T < T_{\max}$

Для проведения исследований использовались поликристаллы TiAl. Конечный размер зерна поликристаллов после отжига 100 часов при  $T = 1200^\circ\text{C}$  составил 1 мкм. Образцы в форме цилиндров диаметром 15 мм и высотой 10 мм деформировали осадкой на величину  $\varepsilon = 0,5\%$  со скоростью 0,5 мм/мин. Отжиг после предварительной деформации проводился при различных температурах, в вакуумированных колбах, с охлаждением на воздухе. Фольги для электронной микроскопии вырезали перпендикулярно оси цилиндра, на середине высоты и утоняли электрохимической полировкой при

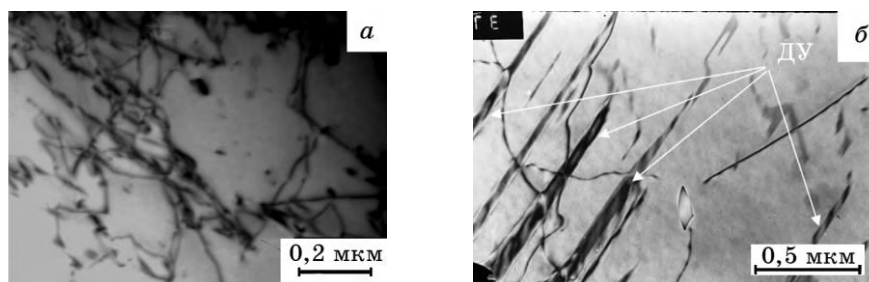
**ТАБЛИЦА 3.** Температурные интервалы наблюдения дислокаций различных типов в TiAl.

Дислокация	Подвижные	Неподвижные	Подвижные
Сверхдислокации $\langle 101 \rangle$	-196...300°C	400...600°C	700...800°C не наблюдаются
Одиночные	-196...100°C	200...540°C	600...800°C
Сверхдислокации $1/2 \langle 112 \rangle$	-196...100°C	200...600°C не наблюдаются	700...800°C

-50°C...-60°C в электролите, состоящем из хлорной кислоты, бутилового и метилового спиртов в объемном отношении 1:6:10. Дислокационную структуру исследовали при помощи просвечивающего электронного микроскопа JEM 200СХ. Идентификация дислокаций производилась методом **gb**-анализа, направления осей дислокаций рассчитывались по направлениям их проекций в трех сечениях обратной решетки.

Эксперименты включали предварительную деформацию при комнатной температуре и нагрев без нагрузки при температурах как ниже, так и выше  $T_{\max}$ . Поскольку ранее в сплавах типа Ni<sub>3</sub>Al наблюдалась автоблокировка сверхдислокаций, то можно было ожидать автоблокировки сверхдислокаций и в TiAl, хотя они имеют другую конфигурацию. Однако возможность автоблокировки одиночной дислокации в TiAl не была очевидной. Кроме того, указанные эксперименты были дополнены повторной деформацией при  $T > T_{\max}$  с целью выяснить, возможно ли в этом случае превращение заблокированных дислокаций в скользящие, а, если возможно, то для каких типов дислокаций.

На рисунке 30 приведены светлопольные изображения типичной микроструктуры, наблюдаемой после деформации при комнатной температуре. Видны криволинейные дислокации, а также диполи на сверхдислокациях, содержащие СДУ. При последующем нагреве (300°, 1 ч) без нагрузки произошло радикальное изменение дислокационной структуры. Наблюдаются длинные заблокированные прямолинейные сегменты (рис. 31, а). Далее для удобства будем использовать обозначения *A*, *B*, *C* для трех типов дислокаций, имеющих векторы Бюргера, равные соответственно:  $\langle 101 \rangle$ ,  $1/2 \langle 112 \rangle$ ,  $1/2 \langle 110 \rangle$ . Дислокации *A* видны в рефлексах  $[1\bar{1}1]$ ,  $[020]$ ,  $[001]$  (рис. 31, в, г), но погасают при  $g = [022]$  (рис. 31, б). Отсюда сразу следует, что вектор Бюргера дислокации  $\mathbf{b}_A = [01\bar{1}]$ . Следовой анализ изображения в  $(100)$ ,  $(\bar{7}12)$  и  $(21\bar{1})$  отражающих плоскостях показывает, что направление оси сверхдислокаций *A* близко к  $[01\bar{1}]$ , так что заблокированная *A*-сверхдислокация является винтовой.



**Рис. 30.** Микроструктура интерметаллида TiAl после деформации при комнатной температуре: *a* — дислокационные диполи, содержащие дефекты упаковки, светлопольное изображение; *б* — криволинейные дислокации.

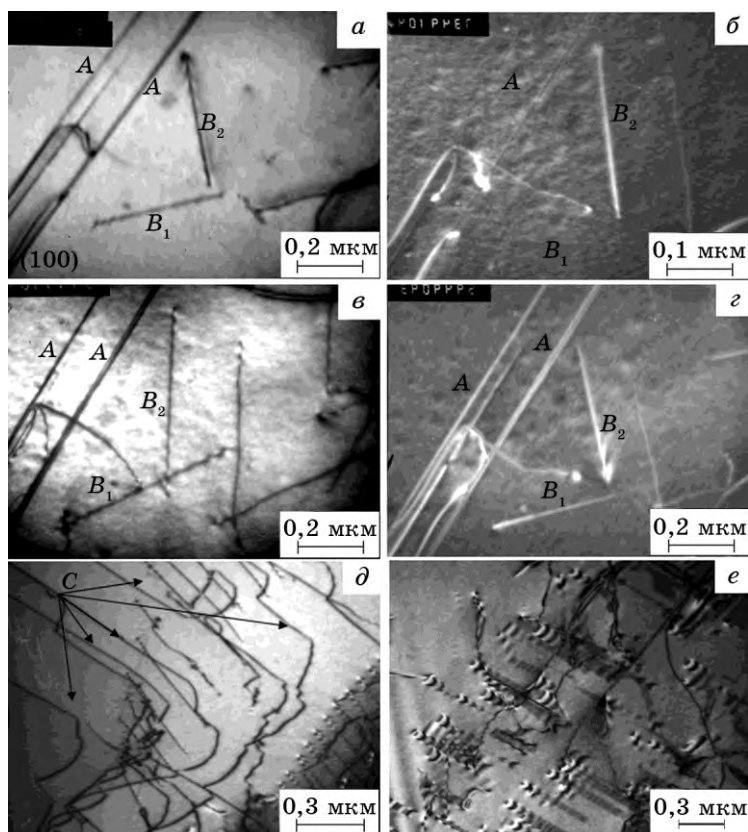
Идентификация дислокаций  $B$ ,  $C$  проводилась подобным образом. Показано, что их оси параллельны направлениям  $[101]$  и  $[\bar{1}10]$  соответственно. Погасание  $B_1$  наблюдали при  $g = [022]$  (рис. 31, *б*) и  $g = [11\bar{1}]$ . Для  $g = [11\bar{1}]$  на дислокации формировался контраст, характерный для условия  $g\mathbf{b} = 1$  (рис. 31, *в*). Данный результат возможен только для дислокации с вектором Бюргерса  $\mathbf{b}_{B1} = 1/2 [112]$ . Дислокация с таким вектором Бюргерса и осью  $\mathbf{u}_{B1} = [101]$  является 30-градусной. Легко показать, что для дислокации  $B_1$  при  $g = [022]$  выполняется условие  $g(\mathbf{b} \times \mathbf{u}) = 0$ , что объясняет ее погасание в указанном рефлексе. Дислокация  $B_2$  была видна во всех использованных рефлексах, а для отражений  $[1\bar{1}\bar{1}]$ ,  $[020]$  (рис. 31, *в*, *г*) и  $[001]$  выполняется условие  $g\mathbf{b} = 1$ . Отсюда следует, что ее вектор Бюргерса  $\mathbf{b}_{B2} = 1/2 [11\bar{2}]$  и составляет угол, равный  $30^\circ$  с направлением оси  $[110]$ .

Таким образом, сверхдислокации как  $A$ -типа с векторами Бюргерса  $\langle 101 \rangle$ , так и  $B$ -типа с векторами Бюргерса  $1/2 \langle 112 \rangle$  испытывает автоблокировку. Однако в заблокированной форме они имеют разную ориентацию: винтовую для  $A$ -типа и 30-градусную для  $B$ -типа.

На рисунке 31, *д* видна группа вытянутых дислокаций. Для этих дислокаций условие погасания  $g\mathbf{b} = 0$  выполняется при  $g = [002]$  и  $g = [11\bar{1}]$ , так что их вектор Бюргерса  $\mathbf{b}_C = 1/2 [1\bar{1}0]$ . Они содержат длинный винтовой сегмент, заблокированный вдоль направления  $[1\bar{1}0]$ , и криволинейный сегмент. Можно полагать, что в данном случае удалось зафиксировать начальные стадии вытягивания одиночной дислокации вдоль выделенного направления, параллельного ее вектору Бюргерса.

Следует отметить, что диполи, содержащие СДУ, оказались устойчивыми по отношению к нагреву при данной температуре: они не изменили своих конфигураций и полосового расположения в плоскостях  $\{111\}$  (см. рис. 31, *е*).

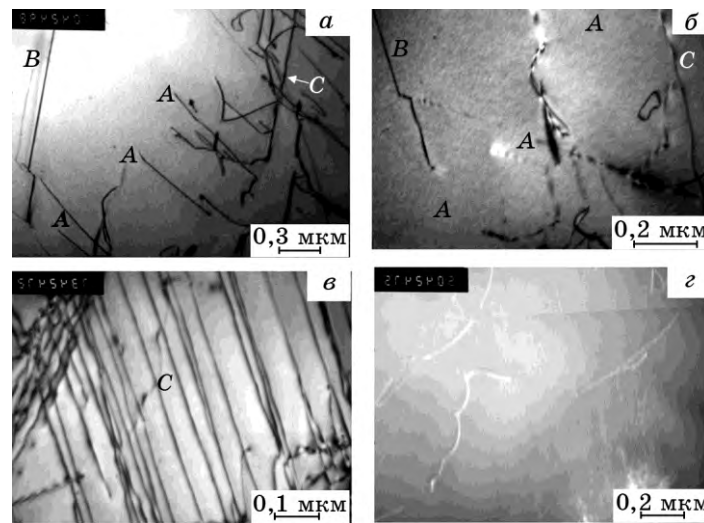
На рисунке 32 приведены типичные фрагменты микроструктуры



**Рис. 31.** Микроструктура интерметаллида TiAl после деформации при комнатной температуре и отжига при 300°C, 50 минут: *a* — светлопольное (с.п.) изображение, о.з. [100]; *б* — темнопольное (т.п.) изображение в  $g = [022]$ , ось зоны (о.з.) [100]; *в* — т.п. изображение в  $g = [111]$ , о.з. [211]; *г* — т.п. изображение в  $g = [020]$ , о.з. [100]; *д* — с.п. изображение длинных одиночных дислокаций (указаны стрелками), о.з. [100]; *е* — дислокационные диполи, содержащие СДУ.

TiAl после деформации и нагрева (400°, 1 ч) без нагрузки. Анализ контраста в восьми рефлексах, наблюдение погасания для  $g = [\bar{1}11]$  и расчет направления оси путем следового анализа изображения в трех отражающих плоскостях показали, что для *B* дислокации  $\mathbf{b}_B = 1/2 [112]$ ,  $\mathbf{u}_B = [110]$ . Наблюдаемая сверхдислокация является заблокированной и имеет 30-градусную ориентацию, как и другие дислокации *B*-типа (рис. 32, *a, б*).

Дислокации *A* были расшифрованы как винтовые сверхдислокации с вектором Бюргера  $\mathbf{b}_A = [011]$ ; дислокации *C* — как винтовые одиночные дислокации с вектором Бюргера  $\mathbf{b}_C = 1/2 [1\bar{1}0]$  (погасание в рефлексе  $[11\bar{1}]$ ) (рис. 32, *б*). На рис. 32, *в* видны многочислен-



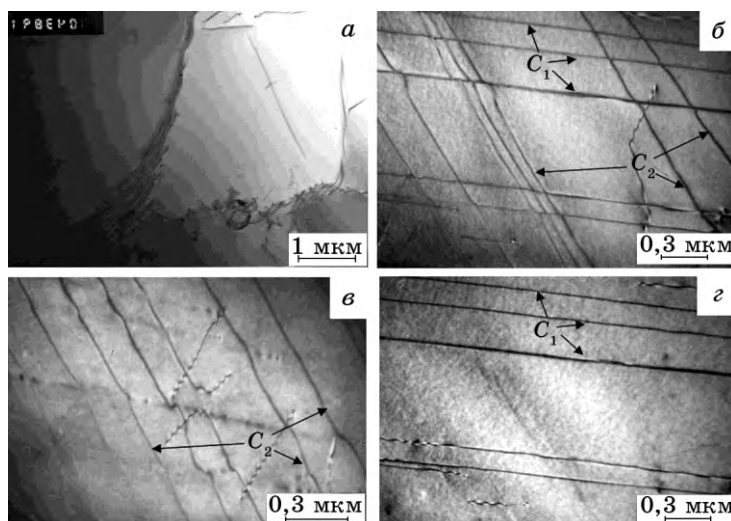
**Рис. 32.** Микроструктура интерметаллида TiAl после деформации при комнатной температуре и отжига при 400°C, 40 мин: *a* — с.п. изображение дислокационной структуры, плоскость фольги совпадает с о.з. [110]; *б* — т.п. изображение с погасанием в рефлексе  $g = [\bar{1}1\bar{1}]$ , о.з. [110]; *в* — с.п. изображение винтовых одиночных дислокаций; *г* — т.п. изображение микроструктуры (*в*) в  $g = [002]$ , ось зоны [110].

ные прямолинейные винтовые одиночные дислокации с вектором Бюргера  $\mathbf{b}_c = 1/2 [\bar{1}\bar{1}0]$ . Погасание этих дислокаций в рефлексе (002) продемонстрировано на рис. 32, *г*.

#### 5.4. TiAl, НТ-деформация и последующий нагрев при $T > T_{\max}$

Отжиг при температуре 700°C, 20 мин приводит к заметному снижению плотности дислокаций и формированию дислокационных стенок (рис. 33, *а*). Однако по-прежнему наблюдаются заблокированные дислокации трех типов. В данном случае ограничимся тем, что приведем фрагмент микроструктуры, содержащий одиночные дислокации (рис. 33, *б-г*). Векторы Бюргера этих дислокаций определены как  $\mathbf{b}_{c1} = 1/2 [110]$  и  $\mathbf{b}_{c2} = 1/2 [\bar{1}10]$ . Погасание дислокаций  $C_1$  в нескольких использованных рефлексах, среди которых  $[\bar{1}11]$  (рис. 33, *в*) и  $[\bar{1}10]$ , позволили однозначно установить их вектор Бюргера. Для дислокации  $C_2$  условие  $g\mathbf{b} = 0$  выполнялось для рефлексов  $[\bar{1}11]$  (рис. 33, *г*) и  $[\bar{1}10]$ . Оси дислокаций вычислялись по их проекциям в сечениях обратной решетки  $(\bar{1}22)$ ,  $(011)$  и  $(376)$ .

Предыдущая обработка была дополнена повторной ВТ-деформацией при 700°C (осадкой на величину 1%). На рисунке 34, *а* приведено изображение характерной дислокационной структуры. Про-

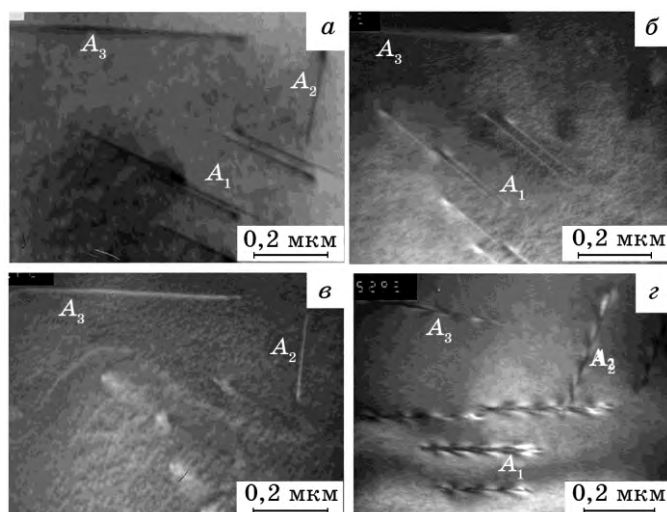


**Рис. 33.** Микроструктура интерметаллида TiAl после деформации при комнатной температуре и отжига при 700°C: *a* — дислокационные стенки; *б* — с.п. изображение одиночных дислокаций; *в* — т.п. изображение в рефлексе  $g = [\bar{1}11]$ ; *г* — т.п. изображение в рефлексе  $g = [111]$ , о.з.  $[01\bar{1}]$ .

должают наблюдаться заблокированные дислокации. Их векторы Бюргера определялись из анализа контраста в различных рефлексах (рис. 34, *б-г*), оси дислокаций вычислялись по их проекциям в трех сечениях обратной решетки ( $\bar{1}10$ ),  $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$  и  $(4\bar{3}\bar{5})$ . Оказалось, что все заблокированные дислокации (рис. 34, *б-г*) относятся к А-типу и являются винтовыми:  $\mathbf{b}_{A1} = a[011]$  (погасание в рефлексах  $[022]$  и  $[111]$ );  $\mathbf{b}_{A2} = [101]$  (погасание в рефлексе  $[202]$ );  $\mathbf{b}_{A3} = [\bar{1}01]$  (погасание в рефлексе  $g = [131]$ ). Если сравнивать рис. 34 и рис. 16, то сразу видно, что заблокированные сверхдислокации с суммарным вектором Бюргера типа  $\langle 101 \rangle$  в TiAl при повторной ВТ-деформации остаются заблокированными, тогда как в сплавах типа Ni<sub>3</sub>Al превращаются в скользящие (рис. 16, *г*).

Кроме того, было обнаружено, что в процессе деформации одиночные дислокации теряют свою прямолинейность и по всей длине на них появляется большое количество перегибов (рис. 35, *а*). Дислокации на этом снимке были расшифрованы как одиночные. Не наблюдалось погасание контраста на дислокации  $C_1$  ни в одном из использованных рефлексов:  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  (рис. 35, *б*),  $[020]$ ,  $[200]$ ,  $[110]$ ,  $[021]$ ,  $[20\bar{1}]$ ,  $[11\bar{1}]$ . Отсюда можно сделать вывод, что  $\mathbf{b}_{C1} = 1/2[110]$ . Наблюдалось исчезновение контраста на дислокациях  $C_2$  в рефлексах  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  (рис. 35, *б*) и  $[110]$ , так что  $\mathbf{b}_{C2} = 1/2[\bar{1}\bar{1}0]$ .

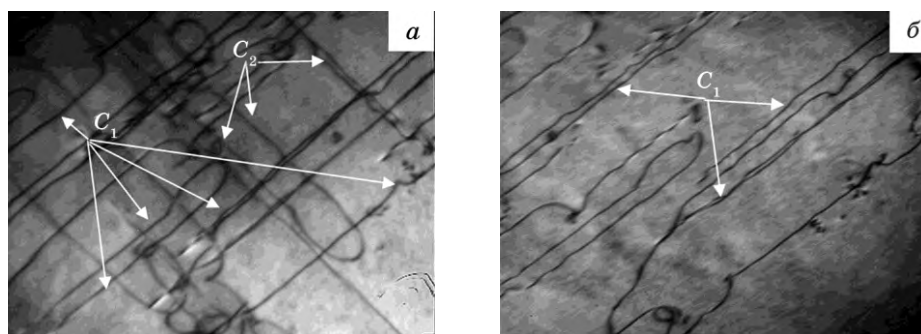
Полученные в этой главе результаты экспериментов по нагреву TiAl без нагрузки после предварительной деформации кратко мож-



**Рис. 34.** Микроструктура сплава TiAl после деформации при комнатной температуре 0,5%, последующего нагрева до 700°C и дополнительной деформации при 700°C: *a* — с.п. изображение сверхструктурных дислокаций в плоскости фольги ( $\bar{1}10$ ); *б* — темнопольное изображение в  $g = [\bar{2}02]$ ; *в* — темнопольное изображение в  $g = [022]$ , о.з. ( $\bar{1}1\bar{1}$ ); *з* — темнопольное изображение в  $g = [001]$ , о.з.  $[\bar{1}10]$ .

но сформулировать следующим образом:

- обнаружена автоблокировка как сверхдислокаций с векторами Бюргерса  $\langle 101 \rangle$  и  $1/2 \langle 112 \rangle$ , так и одиночных дислокаций. Предварительная деформация проводилась при комнатной температуре, нагрев без нагрузки — при температурах, как ниже, так и выше температуры  $T_{\max}$  пика предела текучести  $\sigma_y(T)$ ;
- зафиксированы начальные стадии вытягивания одиночных дислокации вдоль выделенного направления, параллельного их вектору Бюргерса, и последующее образование длинных заблокированных дислокаций;
- показано, что исходные криволинейные дислокации при нагреве без нагрузки превращается в набор заблокированных дислокаций, который подобен наблюдаемому при активном нагружении в области аномального хода  $\sigma_y(T)$ . Это означает, что при нагреве без нагрузки, как и при активном нагружении ( $T < T_{\max}$ ), барьеры образуются, но не разрушаются;
- показано, что барьеры с суммарным вектором Бюргерса  $\langle 101 \rangle$  в TiAl, в отличие от Ni<sub>3</sub>Al, остаются неразрушаемыми и в том случае, когда указанные эксперименты дополнены повторной ВТ-деформацией. Именно неразрушаемый характер таких барьеров является причиной исчезновения  $\langle 101 \rangle$  сверхдислокаций при ди-



**Рис. 35.** Микроструктура сплава TiAl после деформации при комнатной температуре 0,5%, последующего нагрева до 700°C и дополнительной деформации при 700°C: *a* — с.п. изображение дислокационной структуры в плоскости фольги  $\sim(102)$ ; *б* — т.п. изображение  $g = [\bar{1}11]$ , о.з. [314].

намическом нагружении TiAl ( $T > T_{\max}$ ).

## 6. О ВОЗМОЖНОСТИ АВТОБЛОКИРОВКИ ДИСЛОКАЦИЙ В РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Обсуждается вопрос о том, в каких материалах можно ожидать наблюдения автоблокировки дислокаций. Излагаются результаты экспериментов по нагреву без нагрузки после предварительной деформации Fe и Mo [40–42]. Варьировались как температура деформации, так и температура нагрева. Использовался также эквивалентный способ: медленное охлаждение.

### 6.1. Поиск материалов

Вопрос о возможности блокировки дислокаций без помощи внешнего напряжения принадлежит к тем вопросам, на которые незамедлительно следует ответ: этого не может быть. Но после того как в соответствии с теоретическими предположениями получены наблюдения автоблокировки, следует ответ: это очевидно.

Эффект автоблокировки был обнаружен в результате экспериментов, состоящих из двух ступеней: пластическая деформация с заданной скоростью и последующий нагрев без нагрузки. Обе ступени проводились в широких температурных интервалах. Исходная дислокационная структура состояла из криволинейных дислокаций. Доказательством автоблокировки является превращение криволинейных дислокаций в прямолинейные и их вытягивание вдоль выделенного направления при нагреве без нагрузки.

Была обнаружена автоблокировка дислокаций в интерметалли-



дах  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$ ,  $\text{Ni}_3(\text{Ge})$  и  $\text{TiAl}$ . Результаты изложены в предыдущих разделах.

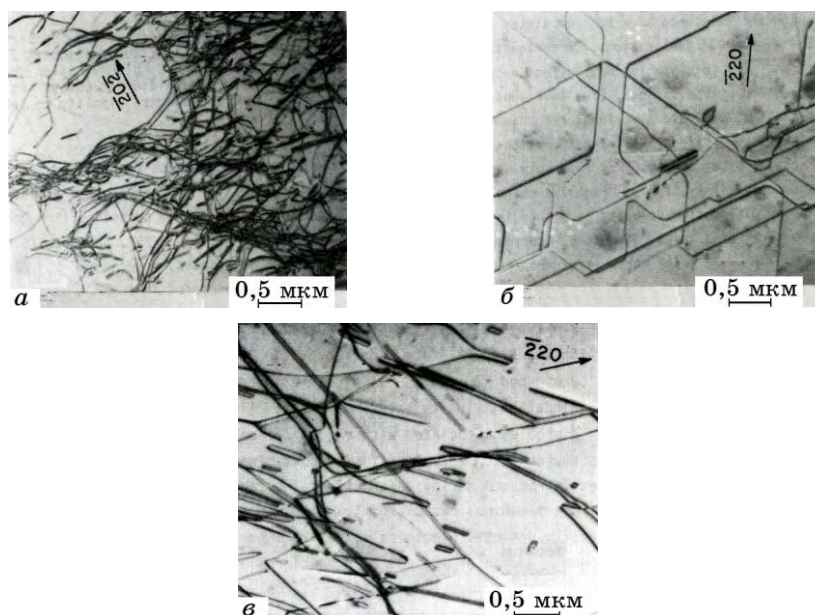
Реакция на наблюдения автоблокировки состояла в следующем: эффект возможен лишь в интерметаллидах из-за нагромождения частичных внутри сверхдислокации. Тогда мы попытались найти какой-либо простой металл, в котором возможна автоблокировка.

Для того чтобы наблюдалась автоблокировка, прежде всего, необходимо, чтобы при динамическом нагружении (пластическая деформации с постоянной скоростью) наблюдались бы прямолинейные дислокации. Как будет видно в дальнейшем, только этого не достаточно для автоблокировки, но в любом случае, если нет блокировки под нагрузкой, тем более не может быть без нагрузки.

**ГЦК-металлы.** В ГЦК-металлах прямолинейные дислокации наблюдались в следующих случаях. Во-первых, при образовании барьеров Ломер–Коттрелла–Хирта, но они возникают не в результате перестройки отдельной дислокации, а в результате столкновения дислокаций, принадлежащих различным системам скольжения. Во-вторых, при выстраивании краевых дислокаций в наклонную стенку при полигонизации. В обоих случаях речь идет о коллективной перестройке в низкоэнергетическую конфигурацию. Выделенные направления для дислокации в ГЦК-металлах не были обнаружены ни посредством ТЭМ, ни путем компьютерного моделирования. Отсюда следует, что в ГЦК-металлах нет причин для автоблокировки дислокаций.

**Полупроводники (Si, Ge).** Дислокации в полупроводниках существуют как в криволинейной, так и прямолинейной формах. Поскольку пластическое течение начинается при промежуточных температурах, то используется стандартная для полупроводников процедура: дислокации предварительно вводятся в кристалл при высокотемпературной деформации, а затем проводится нагрев под нагрузкой. На рисунке 36, *а* показана дислокационная структура после предварительной деформации, на рис. 36, *б* — добавлен последующий нагрев под нагрузкой, на рис. 36, *в* — добавлен последующий нагрев без нагрузки [43]. На рисунке 36, *а* видны исходные криволинейные дислокации. На рисунке 36, *б* показаны начальные стадии вытягивания дислокаций вдоль трех выделенных направлений типа  $\langle 110 \rangle$  в  $\{111\}$  плоскости. Причины вытягивания связаны с реконструкцией ядра частичных дислокаций определенного типа [44]. Как видно из рис. 36, *в*, при нагреве без нагрузки вытягивания дислокаций не происходит.

**ОЦК-металлы.** В настоящем разделе изложены результаты экспериментов по нагреву без нагрузки после предварительной деформации ОЦК-металлов, таких как армко-Fe (далее, для краткости, Fe) и Mo. Общим для ОЦК-металлов и исследованных ранее интерметаллидов  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$  и  $\text{TiAl}$  является наличие двух форм дислока-



**Рис. 36.** ТЭМ-изображения дислокационной структуры кремния после деформации: *a* — на 5% при 770°C; *b* — на 2,2% при 750°C и нагрева при 450°C, 11 кг/мм<sup>2</sup>; *c* — на 5% при 770°C и нагрева при 900°C [7].

ций: прямолинейной и криволинейной. В ОЦК-металлах прямолинейные дислокации наблюдаются после деформации при низких температурах, а в интерметаллидах — при промежуточных температурах в области аномального хода  $\sigma_y(T)$ . Целью экспериментов было выяснить, превращаются ли в ОЦК-металлах при нагреве без нагрузки криволинейные дислокации в прямолинейные подобно тому, как это происходит в интерметаллидах. Автоблокировка, как будет показано ниже, не была обнаружена.

**ГПУ-металлы.** Ситуация кардинальным образом меняется при переходе к ГПУ-металлам, в которых возможно наличие двух форм дислокаций: прямолинейной и криволинейной. Именно в одном из ГПУ-металлов, а именно в магнии, нам удалось обнаружить автоблокировку (см. раздел 7).

## 6.2. ОЦК-металлы: образцы и методика

Поликристаллические образцы армко-Fe, использованные для проведения исследования, были гомогенизированы при температуре 1100°C в течение 30 минут. Конечный размер зерна после гомогенизации составил  $\cong 100$  микрон. Кроме того, были исследованы образцы из высокочистого монокристаллического Мо, полученного зон-

ной плавкой.

На рисунке 37, *a* и 37, *б* приведена температурная зависимость предела текучести  $\sigma_y(T)$  для Fe и Mo [45]. Наблюдается нормальный температурный ход  $\sigma_y(T)$ . Отчетливо видно характерное для ОЦК-металлов сильное температурное падение  $\sigma_y(T)$ , затем выход на плато. Как видно из сравнения рис. 37, *a* и 37, *б*, выход на плато происходит в Fe при более низких температурах, чем в Mo.

Эксперименты [40–42] состояли из двух ступеней: пластическая деформация и последующий нагрев без нагрузки. Обе ступени проводились в широких температурных интервалах. Целью экспериментов было выявление возможности наблюдения автоблокировки дислокаций в ОЦК-металлах.

Предварительная деформация образцов осуществлялась осадкой на 0,5–1% как при комнатной температуре, так и в жидком азоте. Отжиг образцов Fe проводился при температурах 200°, 300°, 400° и 500°C. Монокристаллы Mo отжигали при температурах 400°C, 500°C и 900°C. Кроме того, монокристаллы Mo деформировали при 400°C и исследовали изменение дислокационной структуры при медленном и быстром охлаждении.

Фольги для электронной микроскопии срезались перпендикулярно оси сжатия, на половине высоты образца методом электроэрозионной резки. Утонение фольг проводилось методами химической и электрохимической полировки.

Дислокационную структуру исследовали при помощи просвечивающих электронных микроскопов JEM 200CX и PHILIPS CM30. Идентификация дислокаций производилась методом **gb**-анализа, направления осей дислокаций рассчитывались по направлениям их проекций в трех сечениях обратной решетки.

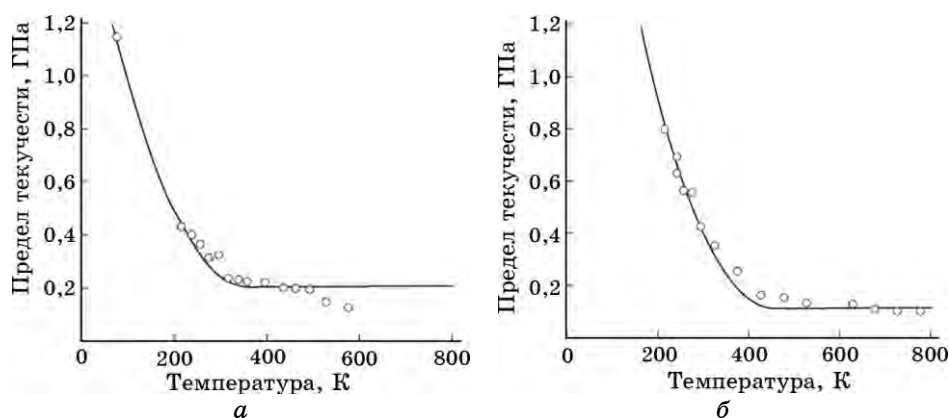
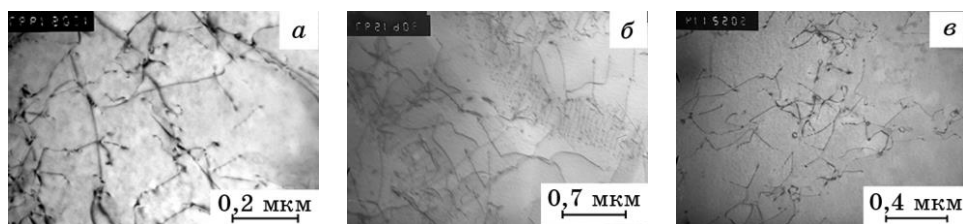


Рис. 37. Температурная зависимость предела текучести поликристаллов армко-железа (*a*) и молибдена (*б*).



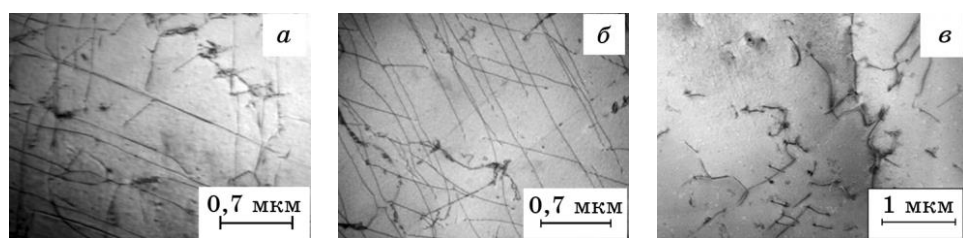
**Рис. 38.** Дислокационная структура армко-Fe после деформации при комнатной температуре (*a*) и последующего нагрева: *б* — при 200°C, 1 ч, *в* — при 400°C, 0,5 ч.

В качестве исходной дислокационной структуры для последующего нагрева без нагрузки использовалась структура, состоящая либо из криволинейных дислокаций, либо из прямолинейных.

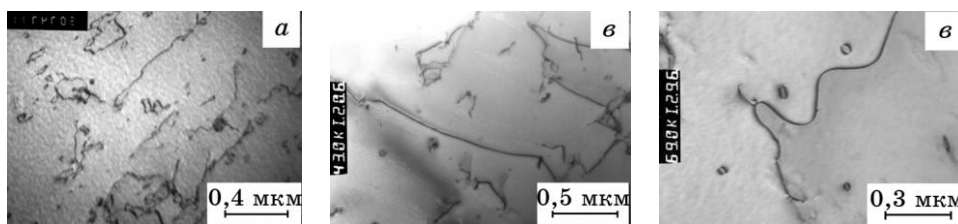
### 6.3. Fe, деформация и последующий нагрев без нагрузки

Пластическая деформация проводилась при комнатной температуре, а последующий нагрев различной длительности проводился при 200–500°C. После первой ступени, как и в интерметаллидах, возникают криволинейные дислокации (рис. 38, *a*). После второй ступени вытягивание дислокаций не было обнаружено (рис. 38, *б, в*).

Был проведен другой эксперимент: пластическая деформация при 77 К и последующий нагрев без нагрузки. На рисунке 39, *a* приведена дислокационная структура после деформации, а на рис. 39, *б, в* — после нагрева без нагрузки. Исходная дислокационная структура (рис. 39, *a*) состоит в основном из прямолинейных винтовых дислокаций. Оказалось, что такая структура практически сохраняется после нагрева без нагрузки при 200°C, 1 ч (рис. 39, *б*). Более того, дислокационные линии становятся более гладкими: удлиняются прямолинейные винтовые сегменты. Однако после нагрева без нагрузки при 450°C, 1 ч наблюдаются в основном уже криволинейные дислокации (рис. 39, *в*).



**Рис. 39.** Дислокационная структура армко-Fe после деформации при 77 К (*a*) и последующего нагрева: *б* — при 200°C, 1 ч, *в* — при 450°C, 1 ч.



**Рис. 40.** Дислокационная структура Mo после деформации при комнатной температуре (*a*) и последующего нагрева: *б* — при 500°C, 1 ч, *в* — при 900°C, 1ч.

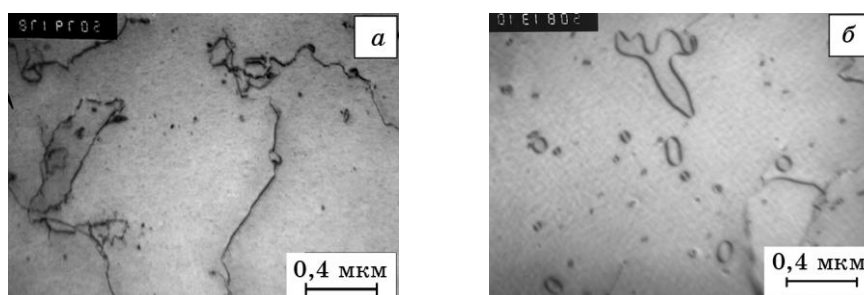
#### 6.4. Mo, деформация и последующий нагрев без нагрузки

Пластическая деформация проводилась при различных температурах от 77 К до комнатной температуры. На рисунке 40, *a* приведена дислокационная структура после деформации при комнатной температуре. При последующем нагреве наблюдаются в основном криволинейные дислокации (рис. 40, *б, в*), что свидетельствует об отсутствии автоблокировки в Mo, как и в Fe.

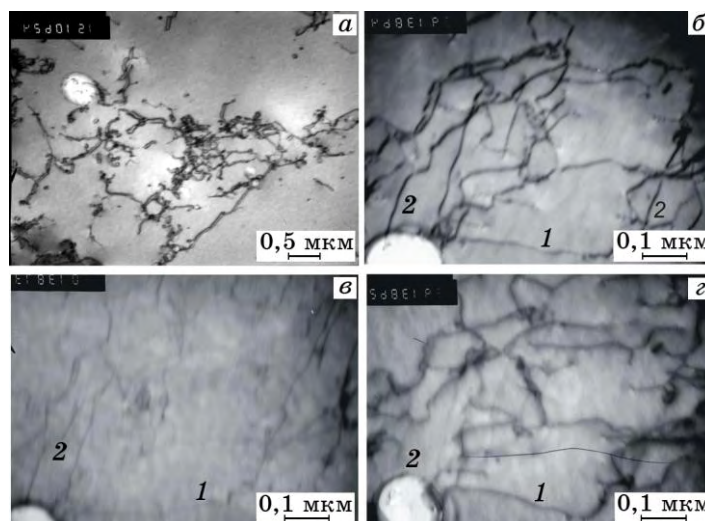
После деформации при 77 К наблюдаются прямолинейные винтовые дислокации, содержащие изломы (cusps) и суперкинки (рис. 41, *a*). При последующем нагреве без нагрузки дислокации становятся криволинейными (рис. 41, *б*).

#### 6.5. Mo, деформация и последующее медленное охлаждение

Были проведены эксперименты, включающие ВТ-деформацию и последующее охлаждение с разной скоростью, для Mo. В результате аналогичного эксперимента для Ni<sub>3</sub>Ge, обсуждаемого в разделе 4, медленное охлаждение после предварительной деформации приводит к автоблокировке дислокаций (рис. 24).



**Рис. 41.** Дислокационная структура Mo после деформации при 77 К (*a*) и последующего нагрева при 900°C, 1 ч (*б*).



**Рис. 42.** Дислокационная структура Mo после деформации при 400°C и быстрого охлаждения (*a*) и медленного охлаждения (*б–г*): *в* — погасание контраста от дислокации 1 в рефлексе  $g = [121]$ , о.з.  $[\bar{1}0\bar{1}]$ ; *г* — погасание контраста от дислокации 2 в рефлексе  $g = [1\bar{2}1]$ , о.з.  $\sim[\bar{5}\bar{1}\bar{3}]$ .

Как видно из рис. 42, *a, б*, дислокации, введенные путем деформации при 400°C, остаются криволинейными как при быстром, так и при медленном охлаждении. Был проведен подробный  $g\mathbf{b}$ -анализ дислокационной структуры деформированного молибдена. Ориентировка исследуемого зерна близка к  $[\bar{1}02]$  (рис. 42, *б*). В этом эксперименте были однозначно определены векторы Бюргерса дислокаций 1 и 2 благодаря использованию рефлексов типа  $\langle 112 \rangle$ . На дислокации 1 контраст полностью исчезал в рефлексе  $g = [121]$  (рис. 42, *в*) и  $g\mathbf{b} = 2$  в рефлексе  $[1\bar{1}\bar{2}]$ ; отсюда следует, что вектор Бюргерса  $\mathbf{b}_1 = 1/2 [1\bar{1}\bar{1}]$ . Для дислокации 2 наблюдали погасание контраста в рефлексе  $g = [121]$  (рис. 42, *г*), что однозначно определяет  $\mathbf{b}_2 = 1/2 [111]$  с подтверждением контрастом  $g\mathbf{b} = 2$  в рефлексе  $[121]$ . Были также рассчитаны направления сегментов этих дислокаций по их проекциям в трех сечениях обратной решетки:  $U_1 = [1\bar{1}\bar{3}]$  и  $U_2 = [111]$ .

Полученные в этом разделе результаты кратко можно сформулировать следующим образом:

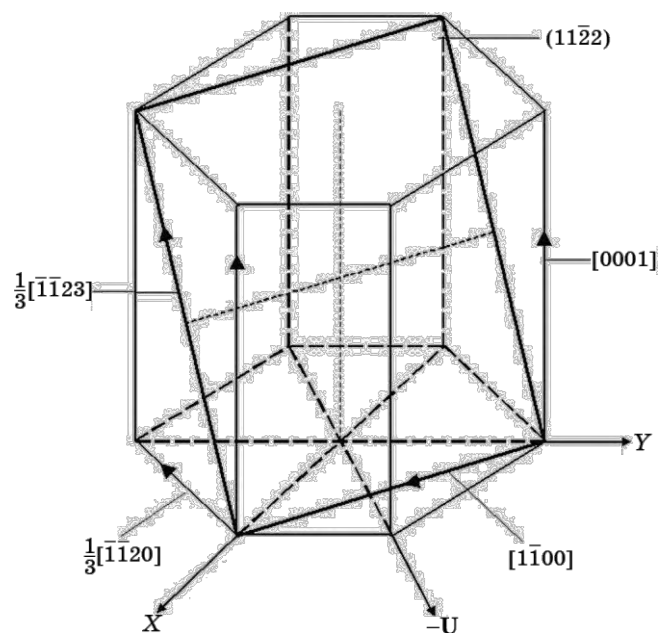
- автоблокировки дислокаций нельзя ожидать ни для ГЦК-металлов, ни для полупроводников;
- для исследуемых ОЦК-металлов — армко-железа и молибдена — независимо от того, являются ли исходные дислокации криволинейными или прямолинейными автоблокировка дислокаций не наблюдается ни при нагреве без нагрузки, ни при медленном охлаждении.

## 7. ОБНАРУЖЕНИЕ АВТОБЛОКИРОВКИ ДИСЛОКАЦИЙ В МАГНИИ

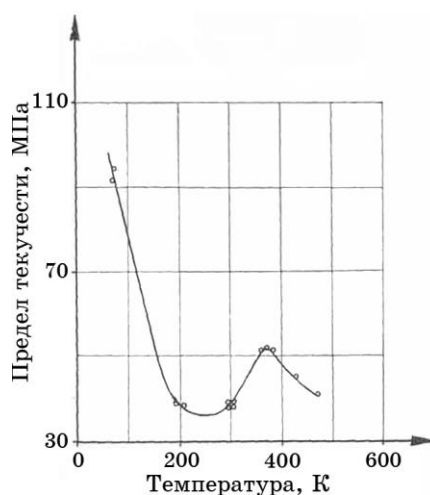
При поиске материала, в котором можно было ожидать наблюдения автоблокировки, магний был выбран из-за того, что в нем наблюдалась аномалия  $\sigma_y(T)$  и заблокированные дислокации в области аномального хода [46, 47].

### 7.1. Скольжение по плоскостям пирамиды II-го рода; аномалия $\sigma_y(T)$ в магнии

На рисунке 43 схематически изображена ячейка ГПУ-решетки, показаны векторы Бюргерса дислокаций. Выделена дислокационная петля в плоскости пирамиды II-го рода. Для простоты изображена прямоугольная дислокационная петля. Используя [48], можно показать, что для магния среди возможных плоскостей скольжения плоскость пирамиды II-го рода (для краткости, плоскость пирамиды II) имеет самое низкое значение межплоскостного расстояния  $d/b$ , которое равно 0,22 при  $c/a = 1,624$  ( $b$  — модуль вектора Бюргерса). Это означает, что плоскость пирамиды II является наименее плотноупакованной из возможных плоскостей скольжения. Кроме



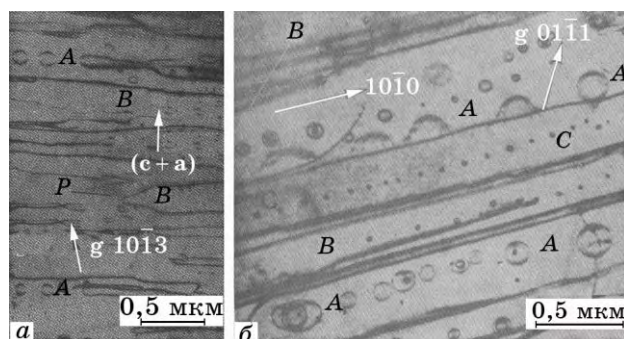
**Рис. 43.** Схематическое изображение дислокационной петли с вектором Бюргерса ( $c + a$ ) в плоскости пирамиды II-го рода.



**Рис. 44.** Предел текучести (приведенный к пирамидальной системе скольжения II-го рода) монокристалла магния в зависимости от температуры.

того, пирамидальная система скольжения II имеет самый большой вектор Бюргерса ( $c + a$ ).

Рассмотрим петлю в плоскости  $(11\bar{2}2)$  пирамиды II (рис. 43) с вектором Бюргерса ( $c + a$ ), равным  $[1\bar{1}23]/3$ . Каждая из указанных плоскостей содержит один вектор такого типа. Заметим, что ( $c + a$ ) — сумма векторов, ни один из которых не принадлежит данной плоскости пирамиды II. Если ось деформации параллельна оси  $c$ , то



**Рис. 45.** Дислокационная структура  $\langle 0001 \rangle$  монокристалла магния, деформированного при 350 К: *a* — большие петли, вытянутые в направлении  $[10\bar{1}0]$  (*B*); формирование рядов петель, параллельных  $[10\bar{1}0]$  (*A*); плоскость фольги отклонена на  $5^\circ$  от  $(12\bar{1}2)$ ; проекция направления  $[10\bar{1}0]$  на плоскости фольги (*P*); *b* — краевые сегменты ( $c + a$ )-дислокаций (*B*); ряды петель вдоль направления  $[1010]$  (*C*); петли с дефектами упаковки (*A*); плоскость фольги между  $(12\bar{1}4)$  и  $(12\bar{1}6)$ .

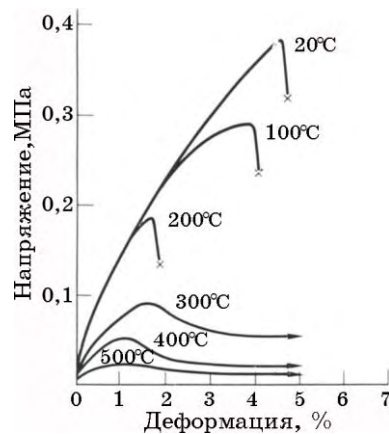


факторы Шмида для указанных векторов равны нулю, что не мешает фактору Шмида  $(c + a)$ -дислокации быть отличным от нуля. При этом дислокация  $(c + a)$  не распадается на образующие ее дислокации, имеющие нулевые факторы Шмида и не взаимодействующие друг с другом.

На рисунке 44 изображена температурная зависимость предела текучести, приведенного к пирамидальному скольжению [49]. Ось сжатия параллельна оси  $c$ . В температурном интервале 270–375 К наблюдается аномальный ход предела текучести. При низких температурах наблюдается сильное падение  $\sigma_y(T)$  с ростом температуры. Предел текучести при 77 К вдвое превышает значение  $\sigma_y(T)$  при температуре пика  $T_{\max}$ .

ТЭМ-исследование [49] показало, что пластическая деформация при сжатии вдоль оси  $c$  осуществляется пирамидальными системами скольжения  $\Pi$  с векторами Бюргерса  $(c + a)$ . При температурах ниже 270 К и выше 375 К наблюдаются криволинейные дислокации. В области аномального хода  $\sigma_y(T)$  наблюдаются большие петли в плоскости пирамиды  $\Pi$ -го рода с вытянутыми вдоль  $\langle 1010 \rangle$  прямолинейными краевыми сегментами (рис. 45). Сопутствующее наблюдение маленьких петель является результатом скольжения дислокационного сегмента, имеющего фиксированную точку, образования диполя и его разбиения на петли.

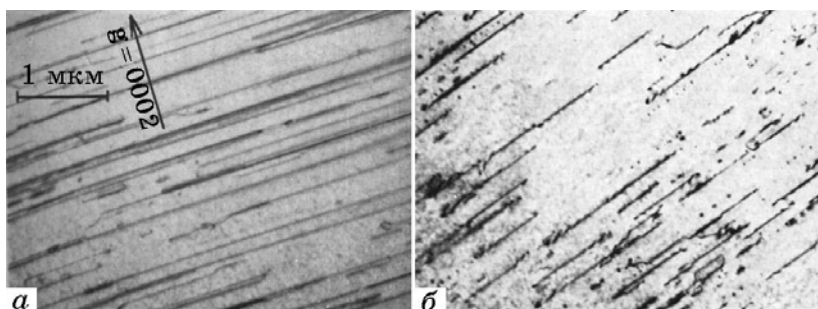
Несколько позже была опубликована работа [50], в которой не была обнаружена температурная аномалия  $\sigma_y(T)$  для магния. Также, как в [49], проводилось сжатие монокристаллов магния вдоль оси  $c$  (с точностью до  $2^\circ$ ). На рисунке 46 приведены деформационные кривые при различных температурах. Установлено, что действующими в интервале температур от комнатной до  $500^\circ\text{C}$  являются пирамидаль-



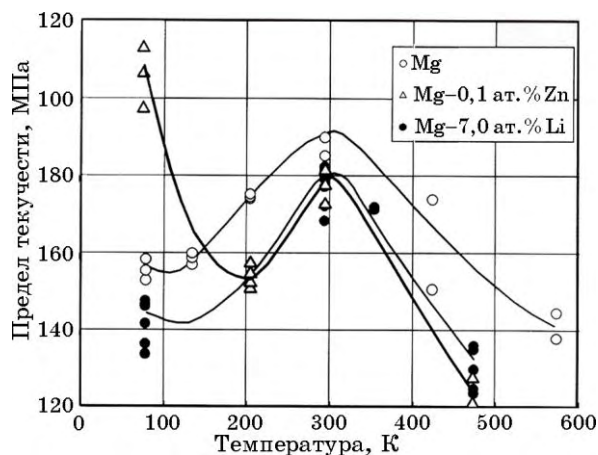
**Рис. 46.** Деформационные кривые для  $\langle 0001 \rangle$  монокристаллов магния при разных температурах.

ные системы скольжения II-го рода, но наблюдались также и **a**-дислокации. На рисунке 47 отчетливо видны прямолинейные (**c** + **a**)-краевые дислокации, лежащие в плоскости пирамиды II-го рода и вытянутые вдоль направления  $\langle 1010 \rangle$ . Обратим внимание на пилообразный характер дислокаций на рис. 47, б. Возникает противоречие: с одной стороны, нет аномалии  $\sigma_y(T)$ , а с другой стороны, наблюдаются заблокированные дислокации. Причины расхождения будут обсуждаться ниже.

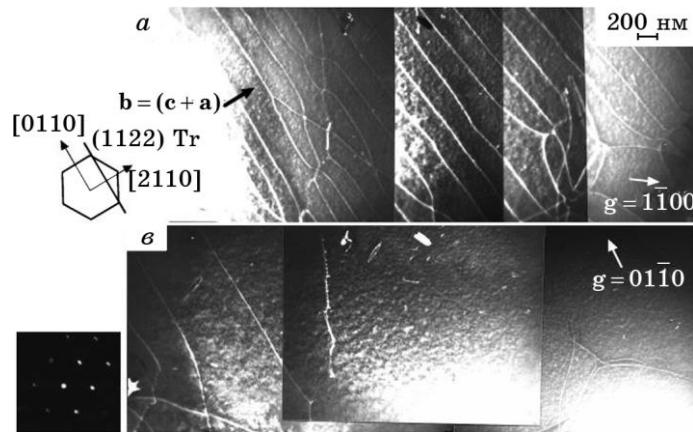
Температурная аномалия предела текучести была обнаружена для монокристаллов магния не только с осями **c** (рис. 44), но и с осями **a** (рис. 48). При таких ориентировках факторы Шмида для **a** и **c** дислокаций равны нулю, что не мешает, как уже говорилось выше, фактору Шмида (**c** + **a**)-дислокации быть отличным от нуля. В результате



**Рис. 47.** Дислокационная структура  $\langle 0001 \rangle$  монокристаллов магния: *a* — сжатие на 1% при 200°C, плоскость фольги параллельна плоскости  $(11\bar{2}0)$ ; *б* — сжатие на 1,3% при 150°C.



**Рис. 48.** Предел текучести монокристаллов магния и сплавов Mg–Li, Mg–Zn, деформированных вдоль направления **a**, в зависимости от температуры.



**Рис. 49.** Дислокационная структура монокристалла магния, деформированного вдоль направления  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$  при 473 К, степень деформации 2,4% : *a* — краевые  $(c + a)$ -дислокации видны в рефлексе  $g = 1\bar{1}00$  (*a*) и не видны в рефлексе  $g = 01\bar{1}0$ .

при точных ориентировках действующими могут быть только пирамидальные системы скольжения с вектором Бюргера  $(c + a)$ .

На рисунке 48 изображена температурная зависимость аксиального предела текучести для магния и магниевых сплавов [51]. Растяжение проводилось вдоль оси, параллельной вектору *a*. Как видно из рис. 48, аномальный ход  $\sigma_y(T)$  для магния с *a*-ориентировкой наблюдается в интервале от 77 К до 293 К, который сдвинут влево по сравнению с соответствующим интервалом для *c*-ориентировки (рис. 44).

На рисунке 49 приведено ТЭМ-изображение  $(c + a)$ -краевых дислокаций в плоскости пирамиды II после деформации при 473 К сплава Mg–7,0 ат.% Li. Возникает противоречие: с одной стороны, температура деформации примерно на 180 К выше, чем  $T_{\max}$ , т.е. заведомо попадает в область нормального хода  $\sigma_y(T)$ , а с другой стороны, наблюдаются заблокированные дислокации, как в области аномального хода  $\sigma_y(T)$ . Причины расхождения будут обсуждаться ниже.

Как показано в [52], предел текучести магния при базисном скольжении гораздо ниже (примерно на два порядка), чем при пирамидальном. Как видно из рис. 50, приведенное сдвиговое напряжение для базисного скольжения слабо зависит от температуры. Из-за низкого значения предела текучести базисное скольжение возможно даже при слабом отклонении от точной ориентировки (*c* или *a*). Как отмечается в [48], базисное скольжение наблюдалось даже при факторе Шмида, равном 0,035. Если же отклонение от точной ориентировки увеличивается до нескольких градусов, то пирамидальное скольжение вообще перестает быть действующим.

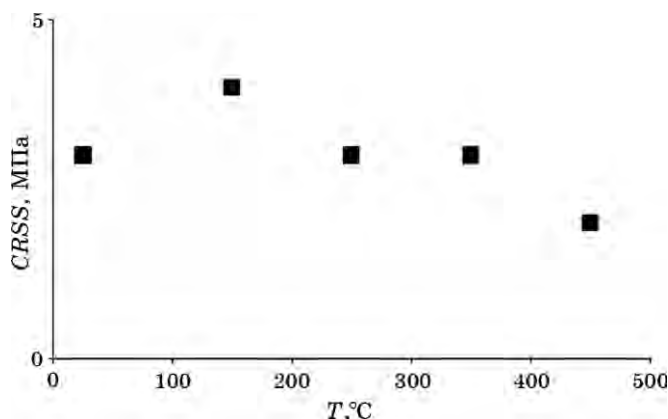


Рис. 50. Приведенное сдвиговое напряжение для базисного скольжения в магнии.

## 7.2. Образцы и методика

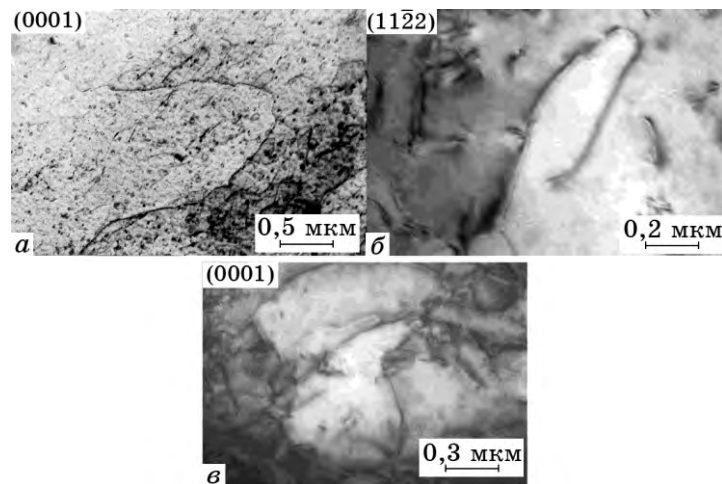
В качестве объекта исследования использовались  $\langle 0001 \rangle$  монокристаллы Mg. Деформацию монокристаллов осуществляли осадкой на величину 1,5–2,0% со скоростью порядка 0,3 мм/мин при температуре  $T = 150^\circ\text{C}$ . Затем, когда нагрузка была снята, образец охлаждался в воде (быстрое охлаждение) либо вместе с печью (медленное охлаждение). Как показано выше на примере  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ , такой «медленный спуск» эквивалентен нагреву без нагрузки.

Дислокационную структуру изучали методами электронной просвечивающей микроскопии на микроскопах JEM 200CX и CM-30 Super Twin. Идентификация дислокаций производилась методом  $g\mathbf{b}$ -анализа. Фольги для электронно-микроскопических исследований (ТЭМ) были приготовлены из образцов, вырезанных параллельно базисной плоскости.

Температура  $T_{\text{max}}$  пика предела текучести для ориентировки  $\epsilon$  близка к  $100^\circ\text{C}$ . Для сравнения: температура плавления магния  $T_m = 650^\circ\text{C}$ . Далее приводятся результаты исследования структуры монокристаллов при различных режимах термообработки.

## 7.3. Mg, деформация монокристаллов и быстрое охлаждение

После деформации при  $150^\circ\text{C}$  наблюдается дислокационная структура, которую удастся зафиксировать, благодаря быстрому охлаждению (в воду). На рисунке 51, *a* приведена микрофотография дислокационной структуры, наблюдаемой после деформации монокристалла, ось которого не совпадает с осью  $\epsilon$  и не лежит в плоскости базиса. Отклонение оси монокристалла от оси  $\epsilon$  не превышает  $2^\circ$ . Даже такого от-



**Рис. 51.** Дислокационная структура Mg после деформации при 150°C и быстрого охлаждения: *a* — базисное скольжение; *б* — пирамидальное скольжение II-го рода (*c*-ориентировка); *в* — пирамидальное скольжение II-го рода (*a*-ориентировка).

клонения оказалось достаточно, чтобы включилось базисное скольжение. Отчетливо видна петля *a* дислокации в плоскости базиса.

На рисунке 51, *б* приведена микрофотография дислокационной структуры, наблюдаемой после деформации монокристалла с осью, близкой к оси *c*. Отчетливо видна петля (*c* + *a*)-дислокации в плоскости пирамиды II. На рисунке 51, *в* приведена микрофотография дислокационной структуры, наблюдаемой после деформации монокристалла с осью, близкой к оси *a*. Именно изображенная на рис. 51, *б*, *в* дислокационная структура, состоящая из криволинейных дислокаций, является исходной для последующих экспериментов.

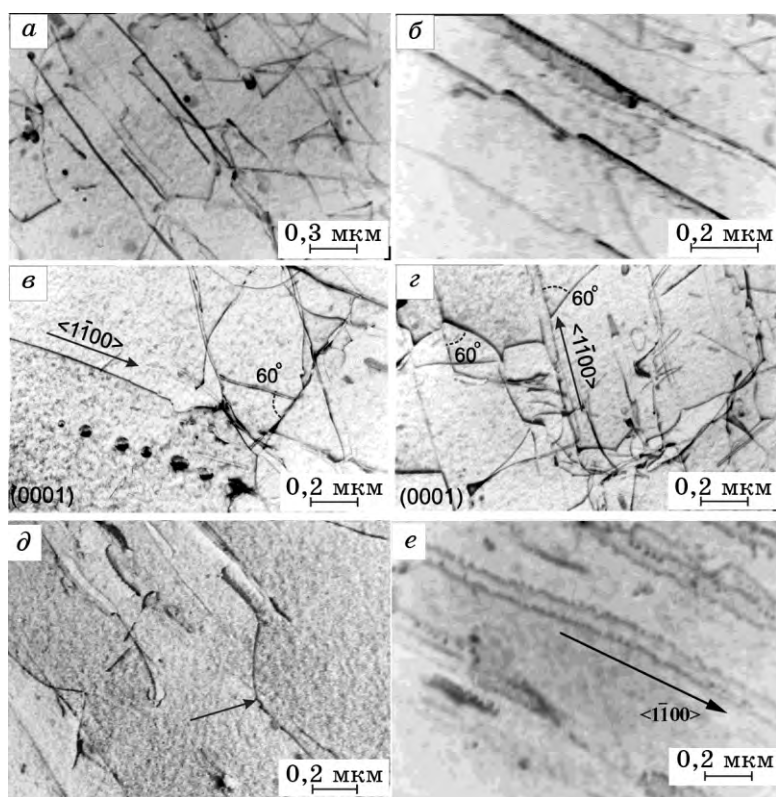
#### 7.4. Mg, деформация монокристаллов и медленное охлаждение

**⟨0001⟩-монокристаллы.** В результате медленного охлаждения предварительно деформированного монокристалла произошло радикальное изменение дислокационной структуры. На рисунке 52 наблюдаются прямолинейные дислокационные сегменты. Поскольку медленное охлаждение проводится без нагрузки, то дислокационные источники не работают и наблюдаемые изменения происходят с исходными дислокациями.

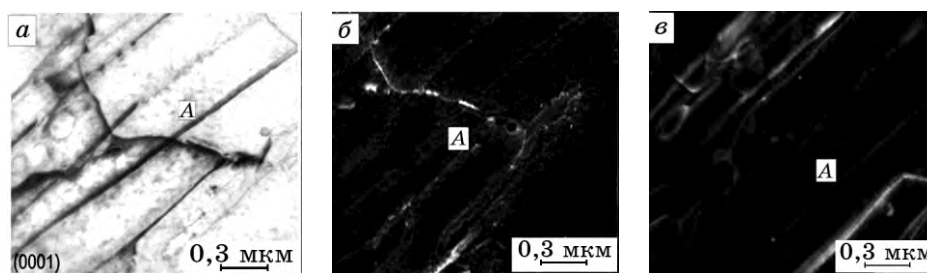
Как уже говорилось выше, заблокированными в процессе пластической деформации являются краевые сегменты (*c* + *a*)-дислокаций, вытянутые вдоль  $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -направлений, параллельных линиям пересечения плоскостей пирамиды II с плоскостью базиса.

Именно такую же блокировку испытывают криволинейные исходные дислокации при медленном охлаждении (рис. 52, а, б). Обратим внимание на форму дислокации (рис. 52, б): дислокация состоит из отдельных прямолинейных сегментов, соединенных кратными перегибами. На рисунке 52, в, г видно вытягивание вдоль нескольких выделенных направлений, углы между которыми равны  $60^\circ$ . В плоскости базиса существует три таких направления, два из них видны на рис. 52, в, три — на рис. 52, г. Наблюдаются переходы между криволинейными и прямолинейными дислокациями (рис. 52, д). На рисунке 52, е длинный сегмент имеет пилообразную форму, подобную наблюдаемой на рис. 47, б. Как уже говорилось выше, это может быть свидетельством нестабильности дислокации относительно вытягивания вдоль выделенного направления.

Для прямолинейных дислокаций, изображения которых пред-



**Рис. 52.** Дислокационная структура  $\langle 0001 \rangle$  монокристаллов Mg после деформации при  $150^\circ\text{C}$  и медленного охлаждения: а, б — прямолинейные дислокаций; в, г — выделенные направления; д — переход от криволинейной дислокации к прямолинейной; е — пилообразная форма (с + а)-дислокаций.

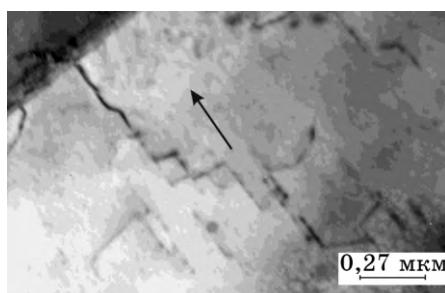


**Рис. 53.** Прямолинейные краевые дислокации ( $c + a$ ):  $a$  — светлопольное изображение;  $b, c$  — темнопольное изображение в рефлексах  $g = (1101)$  и  $g = (1010)$  соответственно.

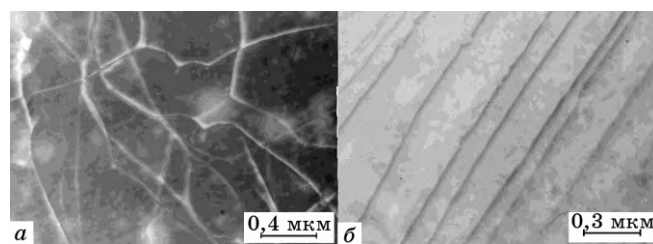
ставлено на рис. 53, был проведен  $gb$ -анализ. Установлено, что длинные прямолинейные дислокации являются краевыми с вектором Бюргера ( $c + a$ ), лежащими в плоскости пирамиды II. На рис. 53,  $a$  приведено светлопольное изображение дислокационной структуры. Дислокация  $A$  погасла в рефлексах  $g = (1101)$  (рис. 53,  $b$ ) и  $g = (1010)$  (рис. 53,  $c$ ). Данный результат возможен только для дислокации с вектором Бюргера  $b = 1/3 [1\bar{2}13]$ . Следовой анализ изображения в нескольких отражающих плоскостях показывает, что направление оси дислокации  $u = [1\bar{0}10]$ .

**$\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -монокристаллы.** На рисунке 54 видны короткие сегменты, вытянутые вдоль выделенного направления, которое показано стрелкой. Указанные сегменты связаны друг с другом сегментами, направления которых не совпадает ни с одним из выделенных, поскольку образует с ними почти прямой угол. Подобные цепочки перегибов наблюдались в  $Ni_3Ge$ .

До того, как были получены результаты по медленному охлаждению монокристаллов, мы наблюдали вытягивание ( $c + a$ )-дислокаций в поликристаллах магния после предварительной деформации осадкой (в обойме) при комнатной температуре и отжига



**Рис. 54.** Дислокационная структура  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$  монокристаллов Mg после деформации при  $150^\circ\text{C}$  и медленного охлаждения.



**Рис. 55.** Дислокационная структура поликристалла Mg после деформации осадкой (в обойме) при комнатной температуре и последующего отжига при температуре 350°C в течение 2 ч: *a* — ось деформации не совпадает с осью *c*; *б* — ось деформации почти параллельна оси *c*, видны прямолинейные краевые дислокации (*c* + *a*).

при температуре 350°C в течение 2 ч. На рисунке 55 видно семейство заблокированных прямолинейных дислокаций. Было показано, что их ось параллельна выделенному направлению типа  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ . Можно полагать, что они возникают в отдельных зернах, ось *c* или *a* которых, случайно оказалась параллельной оси деформации. Заблокированные дислокации продолжают наблюдаться и при отжиге в течение 24 ч.

Выше мы обращали внимание на некоторую противоречивость результатов ТЭМ-наблюдений, приведенных в работах [50, 51]. Заблокированные при динамическом нагружении (*c* + *a*)-дислокации, вытянутые вдоль  $\langle 1\bar{1}00 \rangle$  направлений (рис. 49), соответствуют аномальному ходу  $\sigma_y(T)$ , а наблюдаются в области нормального хода. Если предположить, что после деформации происходило медленное охлаждение, то исходные криволинейные дислокации стали прямолинейными в результате автоблокировки. Для того, чтобы зафиксировать их в исходной форме, охлаждение должно быть быстрым. В противном случае дислокации успевают стать прямолинейными.

Наблюдение на рис. 47 заблокированных (*c* + *a*)-дислокаций, как нам кажется, является свидетельством того, что ось монокристалла близка к оси *c* и кривая  $\sigma_y(T)$  должна иметь аномальный ход, подобный тому, что приведен на рис. 44 и 48.

Полученные в этой главе результаты кратко можно сформулировать следующим образом:

- впервые наблюдалась автоблокировка дислокаций в чистом металле, а не в интерметаллиде;
- показано, что в монокристаллах Mg, имеющих определенную ориентировку, наблюдается как блокировка (*c* + *a*)-дислокаций, принадлежащих пирамидальным системам скольжения II-го рода, при динамическом нагружении в области аномального хода  $\sigma_y(T)$ , так и их автоблокировка при нагреве без нагрузки или при медленном охлаждении.



## 8. Автоблокировка дислокаций: новая концепция

Исследуется поведение дислокаций, для которых потенциальный рельеф является многодолинным. Выявлен достаточно общий термоактивированный процесс, который приводит к вытягиванию дислокации вдоль выделенного направления, т.е. к их блокировке. Этот процесс заключается в перебросе дислокации из мелкой долины потенциального рельефа в глубокую и состоит из ряда стадий: образование двойного перегиба, его переориентация, превращение в асимметричный перегиб, и, наконец, вытягивание дислокации вдоль выделенного направления. На основе расчета движущей силы получены условия реализации процесса, включая и тот случай, когда отсутствует внешнее напряжение [53, 54].

### 8.1. Двухдолинный и однодолинный потенциальный рельеф дислокации

Ранее было высказано предположение о возможности термоактивированной блокировки сверхдислокаций в отсутствие внешних напряжений (разд. 2). Такое предположение основано, в частности, на том, что сверхдислокация по сути представляет собой скопление, причем сверхчастичные связаны полосой антифазной границы. В результате возникает некоторая эффективная сила, которая инициирует поперечное скольжение одной сверхчастичной благодаря влиянию упругого поля другой, что приводит при наличии анизотропии энергии АФГ к блокировке сверхдислокации. Существенно, что упоминаемая выше эффективная сила может сохраняться и при нулевом внешнем напряжении.

С целью проверки модели была предложена постановка экспериментов по нагреву интерметаллидов без нагрузки после предварительной деформации. Такие эксперименты были реализованы для монокристаллов  $Ni_3(Al, Nb)$ ,  $Ni_3Ge$ ,  $TiAl$ . Результаты изложены в разделах 3–5. Автоблокировка действительно наблюдалась. Однако, в ряде случаев наблюдение вытягивания дислокаций вдоль выделенных направлений не могло быть объяснено в рамках предложенной ранее модели. Имеется в виду автоблокировка сверхдислокаций при кубическом скольжении в сплавах типа  $Ni_3Al$  и автоблокировка одиночных дислокаций в  $TiAl$ . Позже была обнаружена автоблокировка дислокаций в магнии.

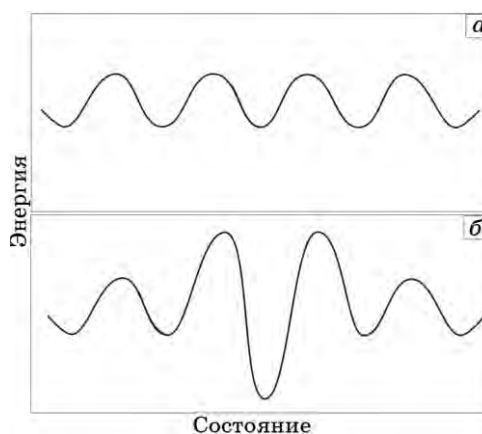
Необходим подход, учитывающий некоторое присущее дислокациям общее свойство и отражающий ее внутреннюю сущность. Это потенциальный рельеф, долины которого соответствуют равновесным состояниям дислокации.

Мы полагаем, что автоблокировка связана с двухдолинным характером потенциального рельефа дислокации. Автоблокировка

фактически представляет собой самопогружение дислокации в глубокую долину без помощи внешнего напряжения. Вытягивание дислокации вдоль определенного направления осуществляется посредством рождения двойного перегиба и разбегающих ему одиночных перегибов. На первый взгляд кажется очевидным, что для того, чтобы перегибы, будучи разноименными, могли бы преодолеть взаимное притяжение и разбежаться, необходимо внешнее напряжение. Однако, если рельеф содержит долины разной глубины — глубокая вдоль выделенного направления, мелкие — вдоль направлений, отличных от выделенного, — то возникает некоторая дополнительная движущая сила, которая делает возможным появление неустойчивой конфигурации, когда происходит разбегание перегибов при нулевом внешнем напряжении. Последующая переориентация двойного перегиба приводит к его превращению в асимметричный перегиб, в результате движения которого и происходит вытягивание дислокации вдоль выделенного направления. Именно асимметричный перегиб является центральной фигурой автоблокировки.

Наблюдение или ненаблюдение автоблокировки дислокаций в различных материалах позволяет, как будет показано далее, восстановить характер потенциального рельефа дислокации и ответить на вопрос, каким является рельеф — однодолинным или двухдолинным.

Рассмотрим две различные формы потенциального рельефа: однодолинный (рис. 56, а) и двухдолинный (рис. 56, б). Двухдолинный характер потенциального рельефа дислокации отражает наличие двух минимумов и соответственно двух конфигураций, которые имеют разную энергию. Существенно, что высота стенки, отделя-



**Рис. 56.** Схематическое изображение потенциального рельефа для дислокации: однодолинный рельеф (а), двухдолинный рельеф (б).

ющей мелкую долину от глубокой, должна быть больше высоты стенки, разделяющей мелкие долины. В противном случае, если бы указанные стенки имели одну и ту же высоту, все дислокации достаточно быстро оказались бы в глубоких долинах, что привело бы к истощению пластического течения.

Изображение рельефа на рис. 56 не следует воспринимать излишне буквально. На самом деле дислокационный рельеф не одномерный, а, по меньшей мере, двумерный. Более того, в общем случае рельеф является трехмерным, так что и для одной и той же дислокации при смене плоскости скольжения необходимо рассматривать его различные двумерные сечения.

## 8.2. Вытягивание дислокации в отсутствие внешнего напряжения

Возможность вытягивания дислокации вдоль выделенного направления в отсутствие внешнего напряжения составляет часть общей проблемы термоактивированных переходов дислокации между долинами потенциального рельефа. Контролирующим при этом является термоактивированный процесс переброса дислокации из мелкой долины в глубокую, который включает в себя образование двойного перегиба и последующее его превращение в асимметричный перегиб (рис. 57). Вдоль выделенного направления происходит изменение внутренней структуры дислокации, обеспечивающее понижение энергии дислокации.

Для направлений, достаточно близких к выделенному, будем считать для простоты, что долины почти параллельны. Двойной перегиб состоит из исходных дислокационных отрезков, лежащих в мелкой долине, отрезка длиной  $d$ , переброшенного в глубокую долину, и связывающих их одиночных перегибов шириной  $w$  (рис. 57, *a*). Введем следующие обозначения:  $E_0$  — энергия дислокации в мелкой долине,  $E_d$  — энергия дислокации в глубокой долине (обе — на единицу длины дислокации). Используя [13], можно показать, что вклады в энергию двойного перегиба можно записать в следующей форме:

(i) удвоенная энергия одиночного перегиба  $2U_k$ ;



Рис. 57. Двойной перегиб (*a*) и асимметричный перегиб (*б*).

(ii) работа внешнего напряжения  $\sigma$ , затраченная на образование двойного перегиба:

$$E_{\sigma} = \sigma bad + 2\sigma b \int_0^w y dx, \quad (32)$$

где  $a$  — параметр решетки;

(iii) энергия взаимодействия перегибов, которая в случае резких перегибов имеет вид:

$$E_i = -Ka^2/(d+w), \quad K = k\mu b^2, \quad (33)$$

где  $\mu$  — модуль сдвига,  $k$  — коэффициент, зависящий от ориентации дислокации;

(iv) изменение линейной энергии при перебросе (flip) дислокации из мелкой долины в глубокую:

$$E_{fl} = -\Delta E d, \quad (34)$$

$$\Delta E = E_0 - E_d > 0. \quad (35)$$

Именно вклад  $E_{fl}$ , связанный с разностью глубины долин, не учитывался ранее и отличает настоящее рассмотрение от предыдущих.

В результате, полная энергия  $E_t$ , которая требуется для образования двойного перегиба, имеет вид:

$$E_t = 2U_k + E_i + E_{fl} - E_{\sigma}. \quad (36)$$

Критическая конфигурация двойного перегиба определяется путем нахождения минимума энергии  $E_t$  по ширине  $w$  и максимума по длине  $d$ . Будем считать для простоты, что найденная путем минимизации характерная ширина  $w_c$  и форма одиночных перегибов не зависят от расстояния  $d$  между ними (во всяком случае, для достаточно длинных перегибов).

Выделим ту часть энергии  $E_t$ , которая зависит от длины  $d$ :

$$E_t(d) = -(\sigma ba + \Delta E)d - Ka^2/(d+w_c). \quad (37)$$

Тогда из условия экстремума  $\partial E_t/\partial d = 0$  получаем уравнение для определения критической длины  $d_c$ :

$$(\sigma ba + \Delta E) + \frac{Ka^2}{(d_c + w_c)^2} = 0. \quad (38)$$

Пренебрегая величиной  $w_c$  по сравнению с  $d_c$ , имеем:

$$d_c = \sqrt{\frac{Ka^2}{(\sigma ba + \Delta E)}}. \quad (39)$$

Отсюда следует, что в отсутствие внешнего напряжения появление неустойчивой конфигурации, при которой происходит разбегание перегибов, обеспечивается за счет дополнительной движущей силы, пропорциональной величине  $\Delta E$ . В этом случае критическая длина  $d_c$  приобретает вид:

$$d_c = \sqrt{\frac{Ka^2}{\Delta E}}. \quad (40)$$

Условием реализации процесса переброса дислокации из мелкой долины в глубокую при  $\sigma = 0$ , который приводит к автоблокировке дислокации, является неравенство  $\Delta E > 0$ , причем с увеличением  $\Delta E$  падает  $d_c$ . Очевидно, что при обратном переходе (из глубокой долины в мелкую) сила, которая связана с изменением глубины долин, будет противодействовать переходу. В результате при нагреве без нагрузки можно ожидать термоактивированного образования неразрушаемых барьеров.

Возможность автоблокировки сохраняется и в том случае, когда направления, вдоль которых лежат мелкие и глубокие долины, непараллельны. Однако критическая конфигурация не будет возникать при таких углах, когда проигрыш энергии при удлинении перегиба перестает компенсироваться выигрышем энергии при перебросе дислокации в глубокую долину. Приведем оценку, достаточно грубую, возможности развертывания или, напротив, коллапса конфигурации, возникающей после переориентации двойного перегиба (рис. 57, б).

Вытягивание дислокации вдоль выделенного направления может происходить путем выбрасывания либо двойного перегиба и его последующей переориентации, либо сразу же — асимметричного перегиба (рис. 57, б). Асимметричный перегиб состоит из прямолинейного сегмента, вытянутого вдоль выделенного направления (с линейной энергией  $E_d$ ) и бокового перегиба (с линейной энергией  $E_0$ ). Благодаря разности  $\Delta E$  в глубине долин, асимметричный перегиб может иметь меньшую энергию, чем исходный дислокационный сегмент (пунктирная линия на рис. 57, б). Этому способствует также форма бокового перегиба, который является резким, так что асимметричный перегиб представляет собой фактически излом на дислокации. Для простоты будем считать, что одиночный перегиб перпендикулярен выделенному направлению. Тогда условие автоблокировки сводится к тому, что дислокация, которая представляет собой ломаную линию и состоит из вытянутого вдоль выделенного направления сегмента длиной  $d$  и одиночного перегиба длиной  $h$ ,

имеет меньшую энергию, чем исходная прямолинейная дислокация длиной  $d_0$ . Это условие можно записать в виде:

$$E_d d + E_0 h < E_0 d_0. \quad (41)$$

Отметим, что выигрыш энергии для ломаной дислокации по сравнению с прямолинейной возможен лишь вследствие разницы в глубине долин. Путь же перехода из мелкой долины в глубокую может быть более оптимальным, чем представленный на рис. 57, б.

### 8.3. Разность глубины долин как причина автоблокировки дислокаций

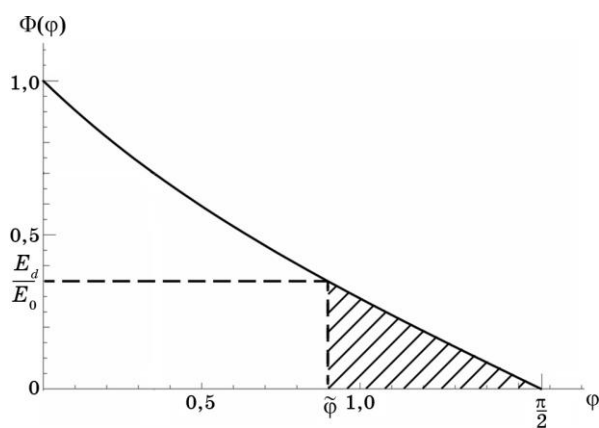
Введем угол  $\varphi$  между выделенным направлением и направлением исходной дислокации (рис. 57, б). Используя (35) и записывая  $E_d$  в виде  $E_d = E_0 - \Delta E$ , из (41) получаем:

$$\left( \frac{E_0}{\cos \varphi} - E_d - E_0 \operatorname{tg} \varphi \right) d > 0. \quad (42)$$

Неравенство (42) является условием автоблокировки. Выполнение (или невыполнение) этого условия в используемом приближении не зависит от длины сегмента  $d$ , т.е. процесс автоблокировки идет (или не идет), при любом  $d$ .

Условие (42) можно записать в виде:

$$\frac{E_d}{E_0} < \frac{1 - \sin \varphi}{\cos \varphi}. \quad (43)$$



**Рис. 58.** Функция  $\Phi(\varphi)$ : разрешенная и запрещенная (заштрихованная) области для автоблокировки при некотором значении угла  $\tilde{\varphi}$ .

Введем функцию  $\Phi(\varphi)$ :

$$\Phi(\varphi) = \frac{1 - \sin \varphi}{\cos \varphi}, \quad (44)$$

которая изображена на рис. 58.

Легко показать, что  $\Phi(\varphi)$  — положительная функция, монотонно падающая от  $\Phi(\varphi) = 1$  при  $\varphi = 0$  и равная нулю при  $\varphi \rightarrow \pi/2$ . В соответствии с (43), (44) условие автоблокировки принимает вид:

$$\frac{E_d}{E_0} < \Phi(\varphi). \quad (45)$$

Как видно из (45) и рис. 58, указанное условие выполняется для углов  $\varphi < \tilde{\varphi}$ , где угол  $\tilde{\varphi}$  определяется из уравнения:

$$\frac{E_d}{E_0} = \Phi(\tilde{\varphi}). \quad (8.15)$$

Именно угол  $\tilde{\varphi}$  является предельным для автоблокировки: при  $\varphi > \tilde{\varphi}$  этот процесс невозможен в рамках данной модели (заштрихованная область на рис. 58).

Из рисунка 58 сразу видно, что при  $E_d \simeq E_0$ , угол  $\tilde{\varphi} \simeq 0$ , что говорит об отсутствии автоблокировки. Напротив, если  $E_d/E_0 \rightarrow 0$ , то  $\tilde{\varphi} \rightarrow \pi/2$  и автоблокировка возможна при любом угле  $\varphi$ .

При получении условий автоблокировки были сделаны некоторые допущения, которые, впрочем, существенно не могут повлиять на полученные выводы. Во-первых, мы ввели только две линейные энергии: энергию  $E_d$  для сегмента, вытянутого вдоль выделенного направления, и энергию  $E_0$  для других сегментов, не зависящую от их ориентации. Во-вторых, предполагалось, что угол в вершине излома является прямым. Используя то же приближение, можно показать, что если указанный угол является острым, то данная конфигурация проигрывает по энергии рассмотренному выше прямоугольному перегибу. Если же указанный угол является тупым, то при определенных условиях такая конфигурация может оказаться энергетически более выгодной по сравнению с прямоугольным перегибом. В результате, вообще говоря, автоблокировка могла бы происходить в более широком интервале углов.

И все-таки переход дислокации при нулевом внешнем напряжении из мелкой долины в глубокую кажется, на первый взгляд, странным. Разность  $(E_0 - E_d)$ , действительно, обеспечивает выигранный энергии при погружении дислокации в глубокую долину. Но для этого дислокация должна преодолеть барьер, разделяющий долины, причем без помощи внешнего напряжения. Именно вопрос о преодолении барьера и требует пояснения. Тепловые флуктуации

заставляют дислокацию колебаться в мелкой долине. Если энергия локальной тепловой флуктуации достаточно велика, то из мелкой долины в глубокую выбрасывается двойной перегиб. Понижение энергии сегмента, попавшего в глубокую долину, стимулирует его рост и при нулевом напряжении. Растущий двойной перегиб как бы затягивает дислокацию в ловушку, причем после достижения критического размера двойной перегиб уже не возвращается в мелкую долину, а падает в глубокую. Это является ключевым моментом автоблокировки.

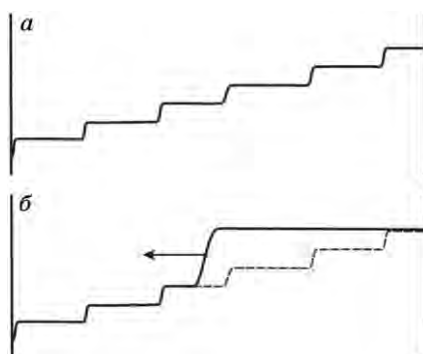
В случае, когда в отличие от рассмотренного выше, двойной перегиб выбрасывается из одной мелкой долины в другую, возникает иная ситуация: в отсутствие внешнего напряжения нет разности в глубине долин, нет критического размера перегиба, а, значит, нет и перехода из одной долины в другую.

Таким образом, определяющим при анализе эффекта автоблокировки является то, что энергия и критический размер двойного перегиба должны зависеть от упоминаемой выше разницы в глубине долин. Однако время перехода в глубокую долину в принципе может оказаться настолько большим, что дислокация за время наблюдения не успевает перейти в имеющуюся долину, несмотря на наличие движущей силы. Это означает, что глубокая долины может оказаться динамически недостижимой. Поэтому наблюдение предсказанного теоретически эффекта автоблокировки не было очевидным.

#### 8.4. Цепочка перегибов

Инденбом, Петухов и Лете в своем обзоре [55] обратили внимание на некоторую аналогию: исходное положение дислокации соответствует метастабильной фазе, а роль «новой фазы» играют дислокационные сегменты, которые преодолевают барьеры, разделяющие долины рельефа Пайерлса. Зародышем (embryo) «новой фазы» является двойной перегиб. Удивительным оказалось развитие этой идеи в случае автоблокировки дислокаций. Мы полагаем, что вблизи выделенного направления можно ожидать образования не одного перегиба, а цепочки асимметричных перегибов (рис. 59, а). Такая цепочка, в свою очередь, может превратиться в большой асимметричный перегиб, «поедающий» более мелкие (рис. 59, б). Хотя при этом суммарные длины как прямолинейных сегментов, так и боковых перегибов не меняются, но стимул для такой перестройки все же остается: это понижение энергии за счет уменьшения числа изломов. В отличие от цепочки симметричных двойных перегибов, рассмотренной Зегером и др. [56], цепочку асимметричных перегибов можно рассматривать, как зародыш, который имеет возможность превратиться в вытянутый вдоль выделенного направления сегмент и кратный перегиб (рис. 59).





**Рис. 59.** Перегибы вблизи выделенного направления: *a* — цепочка перегибов; *б* — вытянутый сегмент и кратный перегиб (штрихами показана исходная цепочка).

Полученные в этом разделе результаты кратко можно сформулировать следующим образом:

- исследована возможность вытягивания дислокации в отсутствие внешнего напряжения; особое внимание обращено на процесс переброса дислокации из мелкой долины в глубокую, который включает в себя образование двойного перегиба и последующую его переориентацию, приводящую к образованию асимметричного перегиба;
- показано, что движущая сила процесса переброса определяется разностью в глубине долин; рассмотрены условия его реализации; показано, что при нулевом внешнем напряжении процесс разрешен при определенных условиях, а выход из глубокой долины затруднен, в результате чего становится возможной автоблокировка дислокаций;
- вблизи выделенного направления можно ожидать образования не одного перегиба, а цепочки асимметричных перегибов, которая в свою очередь, может превратиться в большой асимметричный перегиб, «поедающий» более мелкие.

## 9. ХАРАКТЕРНЫЕ ВРЕМЕНА ОБРАЗОВАНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДВОЙНЫХ ПЕРЕГИБОВ

Используя предложенную выше модель, вводятся времена, характеризующие образование и разбегание перегибов. Показано, что смена соотношений между этими временами определяет изменение формы дислокаций как при пластической деформации, так и при нагреве без нагрузки. Сформулированы соотношения между временами перехода между долинами потенциального рельефа дислокации и временами наблюдения при динамическом нагружении, и

при нагреве без нагрузки, которые определяют термоактивированное образование неразрушаемых барьеров. Выявлена связь между характером рельефа и двумя эффектами: температурной аномалией  $\sigma_y(T)$  и автоблокировкой [53–42].

### 9.1. Соотношения между характерными временами и аномалия предела текучести

Дислокации могут наблюдаться в двух формах: либо криволинейные, либо прямолинейные, вытянутые вдоль некоторых выделенных направлений. Именно вдоль этих направлений энергия дислокации оказывается наименьшей. С изменением температуры эти формы могут сменять друг друга. Как уже говорилось выше, в разных материалах такая смена может сопровождаться или не сопровождаться изменением температурной зависимости предела текучести  $\sigma_y(T)$ . В ОЦК-металлах наблюдается нормальная температурная зависимость  $\sigma_y(T)$ , характеризуемая сильным падением напряжения с ростом температуры. При этом наблюдаются как прямолинейные дислокации при низких температурах, так и криволинейные при высоких. В высокотемпературных интерметаллидах, в частности, в  $\text{Ni}_3\text{Al}$  и  $\text{TiAl}$ , температурная зависимость  $\sigma_y(T)$  является немонотонной: аномальный ход  $\sigma_y(T)$  при промежуточных температурах; нормальный ход  $\sigma_y(T)$  при низких и высоких температурах, причем в  $\text{Ni}_3\text{Al}$  при низких температурах наблюдается слабое, а в  $\text{TiAl}$  сильное падение напряжения с ростом температуры. В области аномального хода  $\sigma_y(T)$  всегда наблюдаются прямолинейные дислокации, которые представляют собой барьеры, т.е. являются заблокированными. Форму, подобную той, что наблюдается в  $\text{TiAl}$ , имеет кривая  $\sigma_y(T)$  в магнии, но лишь при определенных ориентировках оси деформации.

Общая проблема термоактивированных переходов дислокаций между долинами потенциального рельефа включает в себя последовательность времен переброса дислокации между долинами разной глубины. Для описания образования и распространения под действием внешнего напряжения двойного перегиба на дислокационном сегменте длиной  $L$  введем характерные времена: время  $t_1$  ожидания появления двойного перегиба на сегменте длиной  $L$  и время  $t_L$  распространения двойного перегиба на длину  $L$ , время  $t_2^{(\text{sd})}$  (shallow-deep) переброса дислокации из мелкой долины в глубокую, время  $t_2^{(\text{ds})}$  выхода из глубокой долины, время наблюдения  $t_{\text{obs}} = \varepsilon/\dot{\varepsilon}$  ( $\varepsilon$  — степень деформации,  $\dot{\varepsilon} = \text{const}$  — скорость деформации). Рассмотрим вытягивание дислокации для двух форм потенциального рельефа: однодолинного (рис. 56, а) и двухдолинного (рис. 56, б).

**Однодолинный потенциальный рельеф.** Рассмотрим образование и распространение под действием внешнего напряжения  $\sigma$  двойного

перегиба на дислокационном сегменте длиной  $L$ . Пусть энергия активации образования двойного перегиба, имеющего критическую ширину  $w$ , равна  $U_1(\sigma)$ . Запишем частоту образования двойного перегиба в произвольном месте на длине  $L$  в виде [58]:

$$v_1 = \frac{L}{w} v_0 \exp\left(-\frac{U_1(\sigma)}{kT}\right), \quad (47)$$

где частота  $v_0$  порядка дебаевской. Соответственно время  $t_1$  ожидания появления двойного перегиба на сегменте длиной  $L$  имеет вид:

$$t_1 = \frac{w}{L} \frac{1}{v_0} \exp\left(\frac{U_1(\sigma)}{kT}\right). \quad (48)$$

Отсюда следует, что время  $t_1$  экспоненциально зависит от температуры и обратно пропорционально длине  $L$  дислокационного сегмента.

Время  $t_L$  распространения двойного перегиба на длину  $L$ , т.е. время разбегания образующих его одиночных перегибов, запишем в виде:

$$t_L = \alpha L / v, \quad (49)$$

где  $v$  — скорость движения одиночного перегиба,  $\alpha$  — численный коэффициент, зависящий от исходного положения двойного перегиба на рассматриваемом сегменте ( $1/2 < \alpha < 1$ ). В рамках общего подхода к описанию стационарного движения частицы в вязкой среде можно считать что

$$v = \kappa X, \quad (50)$$

где  $X$  — некоторая обобщенная движущая сила, в качестве которой в данном случае можно использовать внешнее напряжение  $\sigma$ ,  $\kappa$  — подвижность перегибов, связанная с необходимостью при движении одиночного перегиба преодолевать термическим (или атермическим) путем различные препятствия, например, точечные препятствия, вторичный рельеф Пайерлса и др.

Из (49), (50) имеем:

$$t_L = \alpha L / \kappa \sigma. \quad (51)$$

Если преодоление препятствий, необходимое для разбегания одиночных перегибов, требует термических флуктуаций, то, вводя соответствующую энергию активации  $U'_1(\sigma)$ , имеем

$$\kappa = \tilde{\kappa} \exp\left(-\frac{U'_1(\sigma)}{kT}\right), \quad (52)$$

$$t_L = L \exp\left(\frac{U'_1(\sigma)}{kT}\right) \frac{1}{\tilde{\kappa}\sigma}. \quad (53)$$

Отсюда следует, что время  $t_L$  экспоненциально зависит от температуры и пропорционально длине  $L$  дислокационного сегмента. Время  $t_L$  оказалось обратно пропорциональным величине напряжения:  $t_L \propto 1/\sigma$ . Таким образом, в отсутствие внешнего напряжения  $t_L$  будет стремиться к бесконечности, т.е. возникающие вследствие термических флуктуаций перегибы не будут разбегаться. Однако и в этом случае разбегание перегибов до некоторых локальных препятствий будет иметь место за счет внутренних напряжений и именно эти напряжения будут входить в выражения для  $t_L$ .

Существенно, что время  $t_L$  имеет более слабую температурную зависимость по сравнению с  $t_1$ , поскольку связано с преодолением слабых препятствий, например, вторичного рельефа Пайерлса. Учитывая, что  $U'_1(\sigma) < U_1(\sigma)$ , а также разную зависимость  $t_1$  и  $t_L$  от длины  $L$ , можно ожидать, что время  $t_1$  может быть как больше, так и меньше  $t_L$ , т.е. возможны два варианта, рассматриваемые далее.

В первом случае, когда

$$t_1 > t_L, \quad (54)$$

одиночные перегибы успевают разбежаться раньше, чем будет образован новый двойной перегиб на длине сегмента. В результате дислокация остается прямолинейной.

Во втором случае, когда

$$t_1 < t_L, \quad (55)$$

на длине сегмента за время  $t_L$  разбегания первичных перегибов успевают возникнуть новые перегибы. В этом случае дислокация будет представлять собой цепочку перегибов, состоящую из множества одиночных перегибов и прямолинейных сегментов между ними.

В обоих рассмотренных выше случаях за время наблюдения  $t_{\text{obs}}$  успевают возникать перегибы, посредством которых осуществляется движение дислокаций и соответственно пластическая деформация. Отсюда следует, что

$$t_1 < t_{\text{obs}}. \quad (56)$$

Таким образом, при однодолинном рельефе дислокация является либо прямолинейной (на некоторой большой длине  $L$ ) при выполнении условия (54), либо кусочно-прямолинейной при выполнении условия (55). В любом случае прямолинейные сегменты параллельны выделенному направлению. Кусочно-прямолинейные дислока-

ции наблюдаются как криволинейные из-за малой длины указанных сегментов.

Если бы при динамическом нагружении во всем температурном интервале выполнялось соотношение (54), то дислокации оставались бы прямолинейными. Мы полагаем, что смена прямолинейных дислокаций на криволинейные, наблюдаемая в ОЦК-металлах с ростом температуры, связана с изменением соотношения между характерными временами  $t_1$  и  $t_L$ . Именно введение второго характерного времени  $t_L$  дает возможность объяснить указанную смену формы дислокации. Характерное время  $t_1$ , определяемое (48), падает с ростом температуры, что, в конечном счете, и определяет нормальный ход предела текучести  $\sigma_y(T)$ . Различные последовательности характерных времен в случае однодолинного потенциального рельефа схематически изображены на рис. 60, а, б.

**Двухдолинный потенциальный рельеф.** Иная ситуация имеет место в случае двухдолинного потенциального рельефа. При этом, как уже говорилось в разделе 8.1, высота стенки, отделяющей мелкую долину от глубокой, должна быть больше высоты стенки, разделяющей мелкие долины.

При низких температурах, когда еще невозможно преодоление указанного высокого барьера и, соответственно, погружение в глубокие долины, можно рассматривать рельеф как однодолинный, сохранив введенные выше характерные времена (рис. 60, в). В результате должна наблюдаться нормальная температурная зависимость предела текучести  $\sigma_y(T)$ , связанная с характерным временем  $t_1$  [59]. При этом в зависимости от выполнения соотношений (54) и (55) возможно существование как прямолинейных, так и криволинейных дислокаций, а также их смена.

С ростом температуры для двухдолинного рельефа становится

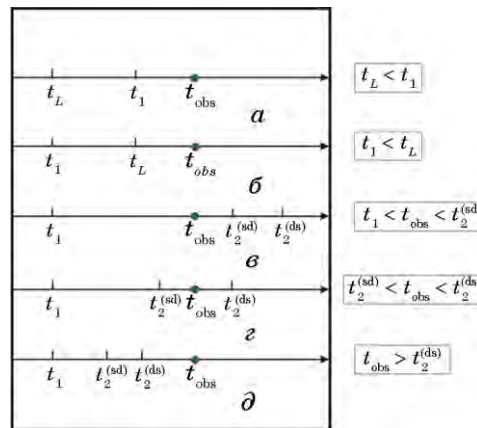


Рис. 60. Различные последовательности характерных времен.

возможным выбрасывание двойного перегиба из мелкой долины в глубокую, требующее времени  $t_2^{(sd)}$  (shallow–deep). Из-за упоминаемой выше разности в высоте барьеров, разделяющих долины, справедливо соотношение:

$$t_2^{(sd)} \gg t_1. \quad (57)$$

По той же причине время  $t_2^{(sd)}$  и время выхода из глубокой долины  $t_2^{(ds)}$  связаны следующим соотношением:

$$t_2^{(sd)} \ll t_2^{(ds)}. \quad (58)$$

Очевидно, что из-за большой величины  $t_2^{(ds)}$  одиночные перегибы успевают разбежаться на допустимую в этом случае длину сегмента  $L$  раньше, чем будет образован новый двойной перегиб, т.е.

$$t_L \ll t_2^{(ds)}. \quad (59)$$

Характерные времена  $t_2^{(sd)}$  и  $t_2^{(ds)}$  имеют температурную зависимость типа (33) с соответствующими энергиями активации  $U_2^{(sd)}$  и  $U_2^{(ds)}$ , которые связаны следующим соотношением:

$$U_2^{(sd)} < U_2^{(ds)}. \quad (60)$$

Как следует из (58), должен существовать температурный интервал, внутри которого

$$t_2^{(sd)} \ll t_{\text{obs}} \ll t_2^{(ds)}, \quad (61)$$

где  $t_{\text{obs}}$  — введенное выше время наблюдения (рис. 60, *з*). Соотношения (61) означает, что за время нагружения дислокации успевают перейти из мелкой долины в глубокую, однако обратный переход оказывается невозможным, т.е. происходит термоактивированное образование неразрушаемых барьеров. В этом случае, в отличие от рассмотренного выше для однодолинного рельефа, предел текучести  $\sigma_y(T)$ , пропорционален величине  $1/t_2^{(sd)}$  [59]. В результате  $\sigma_y(T)$  растет с ростом температуры, т.е. имеет аномальную температурную зависимость, определяемую энергией активации  $U_2^{(sd)}(\sigma)$ . При этом, в соответствии с (59) будут наблюдаться только прямолинейные дислокации, которые вытянуты вдоль некоторого выделенного направления. Однако, в отличие от случая однодолинного рельефа, когда в процессе динамического нагружения осуществляются переходы между долинами, в данном случае нет выхода из глубоких долин, т.е. прямолинейные дислокации в соответствии с (61) являются заблокированными. Поэтому, несмотря на удивительное сход-

ство в дислокационной структуре ОЦК-металлов при низкой температуре и интерметаллидов в области аномального хода  $\sigma_y(T)$  (винтовые прямолинейные дислокации), поведение дислокаций является различным.

При высоких температурах, когда выполняется соотношение

$$t_2^{(sd)} \ll t_2^{(ds)} \ll t_{obs}, \quad (62)$$

становится возможным выход дислокаций из глубоких долин (рис. 60,  $\partial$ ) и вновь восстанавливается нормальный ход  $\sigma_y(T)$ . При этом форма рельефа может измениться, если происходит смена действующих систем скольжения.

## 9.2. Соотношения между характерными временами и автоблокировка

Рассмотрим, какой физический смысл имеют эти последовательности времен в, представленных выше, экспериментах, включающих первую ступень (пластическая деформация) и вторую ступень (нагрев без нагрузки). Октаэдрическому скольжению при НТ-деформации соответствует вариант ( $\beta$ ), а кубическому скольжению при ВТ-деформации — вариант ( $\partial$ ). Соответственно на первой ступени выполняются соотношения:

$$t_1 < t_{obs}, t_2^{(sd)} > t_{obs}, \text{ (НТ)}; \quad (63)$$

$$t_2^{(sd)} \ll t_2^{(ds)} \ll t_{obs}, \text{ (ВТ)}. \quad (64)$$

В обоих случаях исходные дислокации являются криволинейными и превращаются в прямолинейные при переходе ко второй ступени.

На второй ступени при нагреве в отсутствие внешнего напряжения может оказаться, что время  $t_2^{(sd)}$  достаточно мало, так что выполняется соотношение

$$t_2^{(sd)} \ll t_{obs}^{ht}. \quad (65)$$

Здесь  $t_{obs}^{ht}$  — время нагрева. Из-за упоминаемой выше разности в высоте барьеров, разделяющих долины, время  $t_2^{(sd)}$  и время выхода из глубокой долины  $t_2^{(ds)}$  связаны соотношением (58). Тогда, как следует из (58), (65), может существовать температурный интервал, внутри которого

$$t_2^{(sd)} \ll t_{obs}^{ht} \ll t_2^{(ds)}. \quad (66)$$

Таким образом, при переходе ко второй ступени происходит сме-

на последовательностей характерных времен от (63), (64) на (66).

Соотношение (66) означает, что за время наблюдения происходит термоактивированный процесс образования неразрушаемых барьеров. Этот же процесс, как уже говорилось выше, является ответственным за аномальный ход  $\sigma_y(T)$  при динамическом нагружении, когда выполняется соотношение (61). В обоих случаях реализуется вариант, изображенный на рис. 60, *з*, но при разных значениях времени наблюдения и температуры.

Одним из подтверждений этого являются микрофотографии дислокационной структуры сплава  $Ni_3(Al, Nb)$ , приведенные на рис. 13: деформация при  $300^\circ\text{C}$  (*а*) и последующий нагрев при  $800^\circ\text{C}$ , 1 ч (*б*). На рисунке 13, *а* видна характерная для температурного интервала из области аномального хода  $\sigma_y(T)$  структура, состоящая из заблокированных дислокаций. При последующем нагреве без нагрузки дислокационная структура, изображенная на рис. 13, *а*, практически сохраняется (рис. 13, *б*). Это возможно благодаря тому, что реализуются последовательности времен одного того же типа.

Чрезвычайно убедительным доказательством являются также результаты по изменению дислокационной структуры для случая, когда предварительную деформацию и нагрев без нагрузки проводили при одной и той же температуре, равной  $800^\circ\text{C}$ , которая выше температуры  $T_{\max}$  пика  $\sigma_y(T)$ . Исходная дислокационная структура состоит из криволинейных дислокаций (рис. 14). В этом случае выполняется соотношение (62). После нагрева в течение 20 мин наблюдаются заблокированные прямолинейные дислокации (рис. 16). Это означает, что выполняется соотношение (66). При одной и той же температуре сменилась последовательность характерных времен вследствие смены времени наблюдения  $t_{\text{obs}}$  на  $t_{\text{obs}}^{\text{ht}}$  и выключения напряжения.

Ранее, в разделе 8, мы отмечали, что переход дислокации при нулевом внешнем напряжении из мелкой долины в глубокую все-таки кажется, на первый взгляд, странным. Время перехода в глубокую долину в принципе может оказаться настолько большим, что дислокация за время наблюдения не успевает это осуществить, несмотря на наличие движущей силы, пропорциональной разности  $(E_0 - E_d)$ . Введя, кроме времен перехода между долинами, времена наблюдения  $t_{\text{obs}}$  и  $t_{\text{obs}}^{\text{ht}}$ , мы получили соотношения (61) и (66), выполнение которых необходимо для обоих исследуемых эффектов: температурной аномалии  $\sigma_y(T)$  и автоблокировки. В обоих случаях необходим переход из мелкой долины в глубокую, т.е.  $t_2^{(\text{sd})} \ll t_{\text{obs}}$  и  $t_2^{(\text{sd})} \ll t_{\text{obs}}^{\text{ht}}$ . Очевидно, что меняя время нагрева, всегда можно получить  $t_{\text{obs}}^{\text{ht}} \gg t_{\text{obs}}$ . Но при этом не очевидно, как изменится время  $t_2^{(\text{sd})}$  при выключении внешнего напряжения. Только экспериментальные результаты наблюдения автоблокировки стали доказательством того, что возникающая из-за разности в глубине долин движущая сила оказалась



достаточной для погружения в глубокую долину.

Таким образом, полученные в настоящей главе результаты свидетельствуют о том, что оба эффекта, — автоблокировка и аномалия  $\sigma_y(T)$ , — имеют единую природу: двухдолинный потенциальный рельеф дислокации.

Сравнение с поведением дислокаций в полупроводниках [44] подтверждают эту концепцию. Дислокации в полупроводниках существуют как в криволинейной (рис. 36, *a*), так и прямолинейной формах. Как видно из рис. 36, *б*, наблюдалось вытягивание дислокаций вдоль выделенных направлений. Однако, в полупроводниках, в отличие от интерметаллидов, вытягивание происходит только под нагрузкой. При нагреве же без нагрузки вытягивания дислокаций не обнаружено (рис. 36, *в*). В полупроводниках понижение энергии реализуется не для полных, а для частичных дислокаций за счет реконструкции их ядра. Для частичных дислокаций не нужна рекомбинация. Поэтому рельеф является однодолинным: глубокая долина — ядро после реконструкции, барьер — нереконструированное ядро. Термоактивированный переход между долинами определяется временем типа  $t_1(T)$ . В результате наблюдается нормальный температурный ход предела текучести  $\sigma_y(T)$ . Ни аномалия  $\sigma_y(T)$ , ни автоблокировка не обнаружены в полупроводниках.

Для объяснения аномального хода  $\sigma_y(T)$  развиты также другие подходы. Петуховым [60, 61] предложена модель описания динамики дислокаций со спонтанно перестраивающимися состояниями ядер, которая включает в себя статистику времен задержки дислокаций в сидячих состояниях. Показано, что усреднение по статистическому распределению указанных времен приводит к наличию аномального вклада в эффективную скорость дислокации, что объясняет, в конечном счете, аномалию  $\sigma_y(T)$ .

В модели Louchet–Viguier [62] аномальный ход  $\sigma_y(T)$  объясняется ростом числа точек закрепления (pinning points) вдоль линии дислокации с повышением температуры. Образование же точек закрепления обусловлено столкновением перегибов, которые возникают на винтовой дислокации в различных плоскостях скольжения. Наши возражения против этой модели сводятся к следующему:

- предполагается одновременное действие двух систем скольжения, имеющих общий вектор Бюргерса: первичной системы (с наибольшим фактором Шмида) и системы поперечного скольжения;
- предполагается, что блокировку испытывают винтовые дислокации;

Однако первое предположение выполняется лишь при определенных ориентировках, а при других ориентировках механизм Louchet–Viguier не работает, тогда как в исследуемых интерметаллидах аномалия  $\sigma_y(T)$  наблюдается при любых ориентировках. Второе предпо-

ложение несправедливо в тех случаях, когда блокировка происходит для дислокационных сегментов, отличных от винтовых. Например, для 30-градусных сегментов дислокаций с вектором Бюргера  $1/2 \langle 112 \rangle$  в TiAl или для краевых сегментов (с + а)-дислокаций в магнии. В этих случаях механизм Louchet–Viguier не работает. Тем не менее, аномальный ход  $\sigma_y(T)$  наблюдается и в TiAl, и в магнии.

Основные результаты кратко можно сформулировать следующим образом:

- проанализированы различные возможности вытягивания дислокации вдоль выделенного направления для двух форм потенциального рельефа: однодолинного и двухдолинного; введены времена, характеризующие образование и распространение двойного перегиба;
- получены соотношения между характерными временами, при которых дислокации оказываются прямолинейными и соотношения, при которых прямолинейные дислокации являются заблокированными; показано, к каким последствиям приводит изменение соотношений;
- получены соотношения между характерными временами, которые определяет температурную аномалию предела текучести, и соотношения, выполнение которых необходимо для автоблокировки.

## 10. ОКТАЭДРИЧЕСКОЕ СКОЛЬЖЕНИЕ И АВТОБЛОКИРОВКА

Сформулированы условия автоблокировки дислокаций после октаэдрического скольжения, которые обеспечивают поперечное скольжение сверхчастичной с учетом образования вслед за ней полосы антифазной границы [31, 40, 63].

В интерметаллидах типа  $Ni_3Al$ , имеющих аномальный ход предела текучести  $\sigma_y(T)$ , пластическая деформация при температурах ниже температуры  $T_{max}$  пика  $\sigma_y(T)$  осуществляется посредством октаэдрического скольжения сверхдислокаций. При низких температурах наблюдаются криволинейные дислокации (рис. 9), при промежуточных температурах в области аномального хода  $\sigma_y(T)$  прямолинейные дислокации (рис. 13) [64, 65]. Действующими при  $T < T_{max}$  являются системы, имеющие наибольшие среди октаэдрических систем факторы Шмида (рис. 7, а). При промежуточных температурах дислокации этих систем становятся заблокированными в результате поперечного скольжения сверхчастичных в плоскость куба и образования барьеров Кира–Вильсдорфа (рис. 3).

В том случае, когда пластическая деформация осуществляется путем октаэдрического скольжения, то поскольку при последующем нагреве без нагрузки дислокационные источники не работают, превращения испытывают дислокации тех же упоминаемых выше

систем. Автоблокировка происходит также в результате поперечного скольжения в плоскость куба и заблокированные конфигурации имеют форму, подобную той, что при динамическом нагружении. Начальные стадии вытягивания дислокаций вдоль выделенных направлений при нагреве без нагрузки видны на рис. 10.

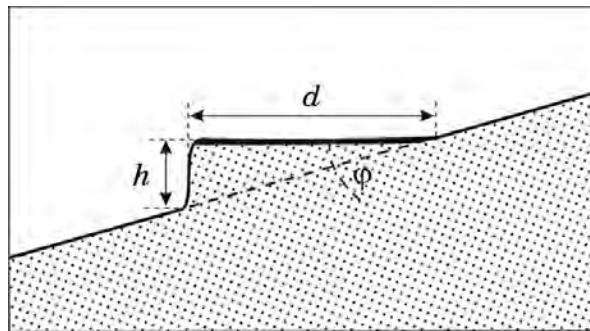
Вследствие того, что сверхдислокация в плоскости октаэдра (с нормалью  $\mathbf{n}$ ) представляет собой маленькое скопление, на ведущую дислокацию в плоскости куба (с нормалью  $\mathbf{n}'$ ) действует эффективная сила  $K_{(b,n')}^{eff}$  со стороны ведомой. Как показано в разд. 2, условием того, что  $K_{(b,n')}^{eff} > 0$  при  $\sigma_0 = 0$ , является соотношение

$$\alpha\zeta - \zeta' > 0, \tag{67}$$

здесь  $\zeta$  и  $\zeta'$  — энергии АФГ в плоскостях октаэдра и куба соответственно,  $\alpha = \mathbf{nn}' = 1/\sqrt{3}$ .

Для того чтобы двойной перегиб при своем распространении в плоскости куба превратился в асимметричный перегиб, это превращение должно сопровождаться выигрышем энергии, несмотря на то что прямолинейная дислокация при этом становится ломаной и состоит из вытянутого вдоль выделенного направления сегмента длиной  $d$  и одиночного перегиба длиной  $h$ . Это условие имеет вид (41). В том случае, когда двойной перегиб принадлежит сверхчастичной дислокации, для его распространения в плоскости куба требуется дополнительная энергия, пропорциональная площади возникающего поверхностного дефекта, т.е. АФГ с энергией  $\zeta'$  [40, 64, 65]. На рисунке 61 изображен асимметричный перегиб на сверхчастичной дислокации и полоса АФГ. Далее предполагается независимое (несогласованное) образование перегибов на каждой из сверхчастичных, входящих в состав исходной сверхдислокации.

Тогда условие автоблокировки вместо уравнения (42) приобретает вид:



**Рис. 61.** Асимметричный перегиб на сверхчастичной дислокации; точками показана АФГ в плоскости куба.

$$(E_d + E_0 \operatorname{tg} \varphi + 1/2 d \zeta' \operatorname{tg} \varphi) d < (E_0 / \cos \varphi) d. \quad (68)$$

Отсюда получаем:

$$\Delta E / E_0 > \frac{1}{\cos \varphi} \left( \cos \varphi + \sin \varphi \left( 1 + \frac{\zeta' d}{2 E_0} \right) - 1 \right). \quad (69)$$

Введем угол  $\tilde{\varphi}$  посредством аналогичного (46) соотношения

$$\Delta E / E_0 = \frac{\cos \tilde{\varphi} + \sin \tilde{\varphi} - 1}{\cos \tilde{\varphi}}. \quad (70)$$

Тогда из (69) получаем:

$$\Delta E / E_0 < \frac{1}{\cos \varphi} \left( \cos \varphi + \sin \varphi \left( 1 + \frac{\zeta' d}{2 E_0} \right) - 1 \right), \quad \varphi > \tilde{\varphi}. \quad (71)$$

Это означает, что в данном случае условие (69) не выполняется, так что автоблокировка сверхчастичной дислокации при  $\varphi > \tilde{\varphi}$  невозможна.

Если же  $\varphi < \tilde{\varphi}$ , то при малых значениях длины сегмента  $d$  условие (69) будет выполняться. Однако, для сверхчастичных, в отличие от полных дислокаций, с ростом  $d$  это условие перестает выполняться. Значение длины сегмента  $d_{\zeta'}$ , при котором это происходит, определяется соотношением:

$$\Delta E / E_0 = \frac{1}{\cos \varphi} \left( \cos \varphi + \sin \varphi \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{\zeta'}{E_0} d_{\zeta'} \right) - 1 \right), \quad \varphi < \tilde{\varphi}. \quad (72)$$

Существование решения  $d_{\zeta'}$  уравнения (72) при заданном значении угла  $\varphi$  зависит от соотношения между величинами  $\Delta E$  и  $\zeta' a$ .

Введем критическое значение длины перегиба  $h_{\zeta'} = d_{\zeta'} \operatorname{tg} \varphi$ . С использованием величины  $h_{\zeta'}$  уравнение (72) может быть записано в виде:

$$\frac{h_{\zeta'}}{a} = \frac{\Delta E / E_0 - (\cos \varphi + \sin \varphi - 1) / \cos \varphi}{\zeta' a / 2 E_0}, \quad \varphi < \tilde{\varphi}. \quad (73)$$

Из (73) следует, что

$$h_{\zeta'} / a < 2 \Delta E / \zeta' a, \quad \varphi < \tilde{\varphi}. \quad (74)$$

Рассмотрим случай, когда

$$\Delta E \leq \zeta' a. \quad (75)$$

Тогда из (74) получаем:

$$h_c'/a < 1, \quad \varphi < \tilde{\varphi}. \quad (76)$$

Отсюда следует, что при выполнении соотношения (75) отсутствует имеющее физический смысл решение уравнения (73), а именно такое, когда величина  $h_c'$  больше постоянной решетки, т.е. автоблокировка не происходит.

Возникновение и распространение перегиба в отсутствие внешних напряжений, а значит и автоблокировка, становятся возможными с учетом (67) только при выполнении условий:

$$\alpha\zeta - \zeta' > 0, \quad (77)$$

$$\Delta E > \zeta' a.$$

Таким образом, автоблокировка сверхчастичной, первоначально лежащей в плоскости октаэдра, возможна, если одновременно выполняются оба неравенства (77): первое из них обеспечивает уход сверхчастичной в плоскость куба, а второе — последующее вытягивание сверхчастичной вдоль выделенного направления вследствие октаэдрического расщепления. Существенно, что вытягивание происходит лишь для сегмента, чья ориентация удовлетворяет условию:

$$\varphi < \min\{\Delta E/E_0, \tilde{\varphi}\}. \quad (78)$$

Стимулом для расщепления (splitting) является выигрыш энергии  $\Delta E_{\text{spl}}$ , который равен разности энергий стянутой и расщепленной сверхчастичной дислокации. Легко показать, что величина  $\Delta E_{\text{spl}}$  приближенно может быть записана в виде:

$$\Delta E_{\text{spl}} \cong \psi(\beta_1, \beta_2) \ln \frac{l_{\text{csf}}}{r_0} - \gamma_{\text{csf}} l_{\text{csf}} = \psi(\beta_1, \beta_2) \left( \ln \frac{l_{\text{csf}}}{r_0} - 1 \right) > 0. \quad (79)$$

Здесь  $\gamma_{\text{csf}}$  — энергия комплексного дефекта упаковки (CSF),  $l_{\text{csf}}$  — равновесная ширина расщепления сверхчастичной,  $\beta$  — вектор Бюргера частичной дислокации;  $r_0$  — радиус ядра дислокации,  $\psi(\beta_1, \beta_2)$  — коэффициент, определяемый (2). Прежде, чем произойдет указанное расщепление, сегмент распространяется в плоскости куба, т.е. хотя скольжение считается октаэдрическим, оно включает в себя этап, связанный с кубическим скольжением. Анализ кубического скольжения проводится в разд. 11.

Но даже если будут выполнены все перечисленные выше условия — и сверхчастичная уйдет в плоскость куба, и сегмент подходящей ориентации начнет вытягиваться вдоль выделенного направления — переход из мелкой долины в глубокую может потребовать при нулевом напряжении большего времени, чем время наблюдения.

Должно выполняться еще одно условие, о котором говорилось в разделе 9:  $t_2^{(sd)} \ll t_{obs}^{ht}$ . Наблюдение автоблокировки при нагреве без нагрузки после предварительной пластической деформации интерметаллидов типа  $Ni_3Al$ , осуществляемой октаэдрическим скольжением, показало, что выполнение всех этих условий возможно.

Полученные в этой главе результаты кратко можно сформулировать следующим образом:

- исследована возможность вытягивания сверхчастичной дислокации вдоль выделенного направления в отсутствие внешнего напряжения; особое внимание обращено на то, что превращение двойного перегиба в асимметричный перегиб должно сопровождаться выигрышем энергии, несмотря на то, что при этом прямолинейная дислокация становится ломаной и тянет за собой полосу антифазной границы;
- показано, что автоблокировка сверхчастичной, первоначально лежащей в плоскости октаэдра, возможна, если одновременно выполняются несколько условий, которые обеспечивают уход сверхчастичной в плоскость куба, последующее вытягивание сверхчастичной, причем вытягивание происходит лишь для сегмента, направление которого достаточно близко к выделенному; необходимо также, чтобы время перехода в глубокую долину было меньше времени наблюдения.

## 11. КУБИЧЕСКОЕ СКОЛЬЖЕНИЕ И АВТОБЛОКИРОВКА

Рассмотрены различные аспекты кубического скольжения: исчезновение кубического скольжения при  $T < T_{max}$ , и октаэдрического скольжения при  $T > T_{max}$ . Выяснена природа кубического скольжения. На основе совокупности экспериментальных данных, включающих наблюдение автоблокировки, сделано заключение о двухдолинном потенциальном рельефе дислокации в плоскости куба. Выяснены причины того, почему при кубическом скольжении не наблюдается температурная аномалия  $\sigma_y(T)$  [26, 64, 65].

### 11.1. Потенциальный рельеф дислокации при кубическом скольжении

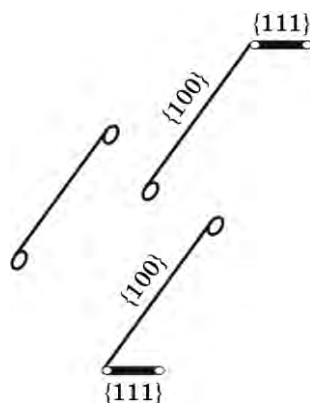
В интерметаллидах типа  $Ni_3Al$ , имеющих аномальный ход предела текучести  $\sigma_y(T)$ , пластическая деформация при температурах выше температуры  $T_{max}$  пика  $\sigma_y(T)$  осуществляется посредством кубического скольжения сверхдислокаций. Действующими при  $T > T_{max}$  являются системы, имеющие наибольшие среди кубических систем факторы Шмида (рис. 7, б). При высоких температурах наблюдаются криволинейные дислокации (рис. 14), которые при динамиче-

ском нагружении не испытывают блокировки. Однако если после кубического скольжения проводится нагрев без нагрузки, то наблюдаются заблокированные дислокации (рис. 15, 16), причем блокировку испытывают дислокации тех же упоминаемых выше кубических систем. Это означает, что при кубическом скольжении, как и при октаэдрическом, дислокации имеют скользящие и заблокированные конфигурации, но при кубическом скольжении заблокированные конфигурации обнаруживают себя только при нагреве без нагрузки.

Особый интерес представляет изменение дислокационной структуры сплава  $Ni_3(Al, Nb)$  в том случае, когда температура деформации, нагрева и повторного нагружения была выбрана одной и той же (раздел 3). Дислокации наблюдаются как криволинейные в случае кубического скольжения при  $800^\circ C$  (рис. 14), как заблокированные при последующем нагреве без нагрузки (рис. 16, а) и вновь как криволинейные после повторного нагружения (рис. 16, з). Это означает, что дислокация имеет два состояния, причем это является присущим ей свойством. При внешнем воздействии могут проявляться оба состояния, либо одно из них.

Аналогичные результаты были получены при детальном исследовании автоблокировки после кубического скольжения в сплаве  $Ni_3Ge$  (раздел 4). Как видно из рис. 22, криволинейные дислокации, наблюдаемые при кубическом скольжении ( $T > T_{max}$ ) сменяются на винтовые прямолинейные дислокации при последующем нагреве без нагрузки. Обратим внимание на дислокационную петлю (рис. 22, в), лежащую в плоскости (010). Петля содержит короткие сегменты, вытянутые вдоль выделенного направления. Обнаружена автоблокировка дислокаций не только при нагреве без нагрузки, но также и при медленном охлаждении от температуры  $T > T_{max}$  (рис. 24). Показано, что в обоих случаях заблокированные дислокации принадлежат первичным кубическим плоскостям скольжения и имеют винтовую ориентацию.

Вопрос о форме потенциального рельефа дислокации и о его влиянии на поведение дислокации рассматривался нами в разделах 8, 9. Далее ограничимся изложением наших представлений о двухдолинном потенциальном рельефе винтовой сверхчастичной дислокации  $1/2 \langle 110 \rangle \{001\}$  в интерметаллидах типа  $Ni_3Al$ . Можно полагать, что в этом случае низкоэнергетическая конфигурация (глубокая долина) возникает в результате диссоциации сверхчастичной дислокации, а именно испускания одной из частичных в плоскость октаэдра (рис. 62). При этом другая частичная остается на линии пересечения плоскостей куба и октаэдра. Направление такой линии пересечения как раз и представляет собой рассматриваемое выделенное направление, вдоль которого лежит глубокая долина. Указанная выше диссоциация сверхчастичной или ее ядра (в случае



**Рис. 62.** Скользящая (а) и заблокированные (б, в) конфигурации сверхдислокации в плоскости куба.

высокого значения энергии комплексного дефекта упаковки) приводит к погружению дислокации в глубокую долину. При этом очевидно, что диссоциации дислокации должно предшествовать ее стягивание. Такой стянутой форме сверхчастичной дислокации соответствует высокий холм потенциального рельефа. Разность  $\Delta E_{\text{spl}}$  энергий стянутой и расщепленной сверхчастичной дислокации определяется соотношением (79).

Поскольку плоскость куба не является плоскостью плотной упаковки, возникает естественное предположение, что мелкие долины (вернее, менее глубокие) — это долины Пайерлса. Рельеф Пайерлса определяет сопротивление периодической решетки движению дислокации, которая, повторяя себя на каждом шаге, вынуждена проходить через более высокоэнергетическую конфигурацию (холм). Предположим сначала, что максимум рельефа Пайерлса отвечает полностью стянутой форме дислокации. Но тогда высоты всех холмов двухдолинного рельефа были бы равны. В результате, как уже отмечалось выше, все дислокации достаточно быстро оказались бы в наиболее глубоких долинах, и пластическое течение стало бы невозможным. Поэтому речь может идти о рельефе Пайерлса для размазанного (spreading) ядра сверхчастичной, где смещения атомов локализованы вблизи плоскости куба. Тогда мелкая долина соответствует квазиравновесной (метастабильной, но не самой глубокой) форме ядра, а холм между этими долинами — нестабильной форме ядра.

В разделе 9 введены характерные времена перехода между долинами потенциального рельефа и времена наблюдения. Различные последовательности этих времен изображены на рис. 60. Соотношения между характерными временами, при которых наблюдается аномалия  $\sigma_y(T)$  и автоблокировка дислокаций имеют вид:



$$t_2^{(sd)} \ll t_{\text{obs}} \ll t_2^{(ds)}, \quad t_2^{(sd)} \ll t_{\text{obs}}^{\text{ht}} \ll t_2^{(ds)}. \quad (80)$$

Рассмотрим случай, когда в интерметаллиде типа  $\text{Ni}_3\text{Al}$  выключено октаэдрическое скольжение и пластическая деформация во всем температурном интервале осуществляется посредством кубического скольжения. Очевидно, что вследствие наличия двух долин приведенные выше соотношения между характерными временами должны были бы иметь место и для кубического скольжения. Таким образом, действие только одних кубических систем сделало бы возможным наблюдение аномалии  $\sigma_y(T)$ . Однако, в реальных экспериментах, как уже говорилось выше, кубическое скольжение наблюдается только при высоких температурах. В этой связи возникают вопросы о том, почему кубическое скольжение исчезает при  $T < T_{\text{max}}$ , а октаэдрическое скольжение, напротив, исчезает при  $T > T_{\text{max}}$ .

### 11.2. Напряжение включения дислокационного источника с учетом блокировки

Рассмотрим возможную причину того, почему аномалия  $\sigma_y(T)$  не наблюдается для кубического скольжения. Мы полагаем, что блокировка дислокаций еще на стадии их размножения оказывается существенным фактором, определяющим начало пластического течения [66].

Как известно, размножение дислокаций происходит в результате потери устойчивости, происходящей после достижения источником некоторой критической конфигурации. В результате, именно характерный размер указанной конфигурации определяет то напряжение, которое необходимо для работы источника. Однако при наличии блокировки дислокаций возникает вторая характерная длина, что существенным образом меняет условия включения дислокационного источника.

Пусть источник, для которого расстояние между точками закрепления равно  $l$ , испускает дислокацию с вектором Бюргерса  $\mathbf{b}$ . Если дислокация не испытывает блокировки, то критическая форма (в простейшем случае это полуокружность) будет достигнута при напряжении, равном

$$\sigma f = \mu b / l, \quad (81)$$

где  $f$  — фактор Шмида.

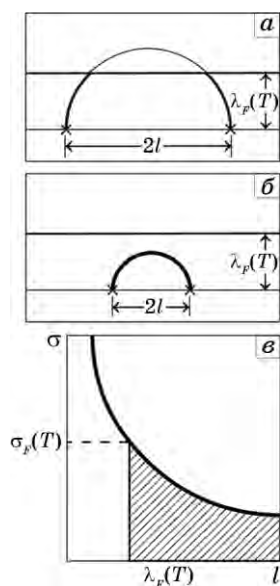
Предположим, что в результате некоторого превращения, которому соответствует длина свободного пробега  $\lambda_F$ , дислокация становится заблокированной, причем ее возвращение в скользящую форму затруднено. Если такое превращение испытывает дислокация, принадлежащая источнику, то при напряжении, определяе-

мом выражением (81), дислокационный сегмент длиной  $l > \lambda_F$  при прогибе вместо критической принимает заблокированную форму (рис. 63, *a*). В результате источник оказывается заблокированным и размножение дислокаций не происходит. Если же  $l < \lambda_F$ , то сегмент успевает достичь критической конфигурации, прежде чем испытает блокировку (рис. 63, *б*). При этом длина свободного пробега  $\lambda_F$  дислокации, принадлежащей источнику, играет роль максимального линейного размера источника. Поэтому для начала пластического течения действующее напряжение должно превысить характерное минимальное значение  $\sigma_F$  напряжения включения дислокационного источника, которое связано с длиной  $\lambda_F$  следующим соотношением:

$$\sigma_F b = \mu b / \lambda_F, \quad (82)$$

здесь и далее индекс  $F$  относится к величинам, связанным с дислокационным источником. При последующем росте  $\sigma$  начинают работать источники, для которых  $l < \lambda_F$ .

Таким образом, возможность блокировки дислокации, принадлежащей источнику, меняет условие его включения. В отсутствие блокировки, чем длиннее дислокационные сегменты, тем они более предпочтительны в качестве источников. При наличии же блокировки те сегменты, которые оказываются слишком длинными (по



**Рис. 63.** Заблокированная (*a*) и критическая (*б*) конфигурации дислокации, принадлежащей источнику.

сравнению с  $\lambda_F$ ) оказываются заблокированными. Это означает, что возникает область запрещенных длин сегментов  $l > \lambda_F$  (заштрихованная полоса на рис. 63, в), которые не могут быть источниками дислокаций, несмотря на то, что выполняется соотношение (81).

Для термоактивированного превращения дислокации в барьер величина  $\lambda_F(T)$  может быть записана в виде:

$$\lambda_F = \tilde{\lambda}_F \exp\{U^F/(kT)\}, \quad (83)$$

где  $U^F$  — энергия активации блокировки дислокации, принадлежащей источнику. Из (82) и (83) следует, что

$$\sigma_F(T) = \tilde{\sigma}_F \exp\{U^F/(kT)\}. \quad (84)$$

Полагая, что предел текучести  $\sigma_y(T)$  определяется напряжением включения дислокационного источника  $\sigma_F(T)$ , из (84) сразу получаем аномальную температурную зависимость напряжения  $\sigma_y(T)$ .

Сравним напряжения включения для октаэдрического и для кубического скольжения. При исходном октаэдрическом скольжении в области аномального хода  $\sigma_y(T)$  блокировка дислокаций определяется энергией активации  $U_{\{111\}}^F$  поперечного скольжения сверхчастичной из плоскости октаэдра в плоскость куба. Для этого требуется стягивание сверхчастичной, содержащей полосу комплексного дефекта упаковки. Если бы исходным в указанной области температур было кубическое скольжение, то блокировка источника определялась бы энергией активации  $U_{\{100\}}^F$ , необходимой для превращения плоского ядра в стянутое. Очевидно, что

$$U_{\{100\}}^F < U_{\{111\}}^F, \quad (85)$$

поскольку ширина упоминаемой выше полосы комплексного дефекта упаковки, возникающего при октаэдрическом скольжении, существенно больше радиуса ядра дислокации, размазанного в плоскости куба. Таким образом, как следует из выражений (84), (85), дислокационные источники в плоскости октаэдра включаются при меньшем напряжении, чем в плоскости куба, так что:

$$\sigma_{\{111\}}^F(T) < \sigma_{\{100\}}^F(T). \quad (86)$$

Действительно, наблюдаемым в области аномального хода  $\sigma_y(T)$  оказывается октаэдрическое, а не кубическое скольжение.

При исключении по тем или иным причинам октаэдрического скольжения наблюдался бы немонотонный ход  $\sigma_y(T)$ . Именно такую форму имеет кривая  $\sigma_y(T)$  в сплаве  $Pt_3Al$  (сверхструктура  $L1_2$ ) [67], когда действующими являются только кубические системы сколь-

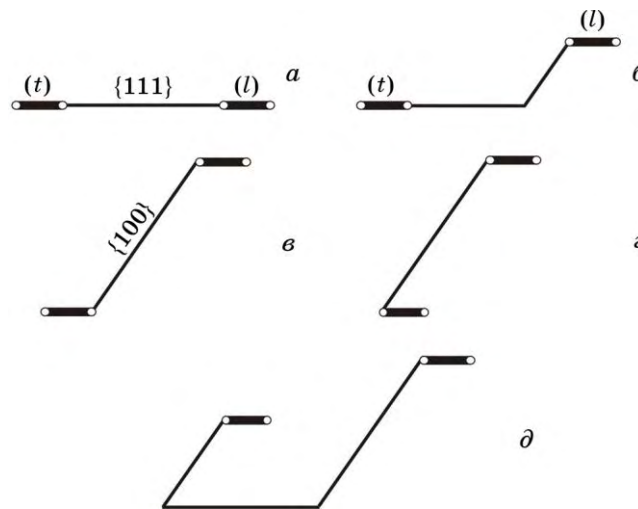
жения.

### 11.3. Исчезновение октаэдрического скольжения при высоких температурах

Для анализа возможности перехода от октаэдрического к кубическому скольжению рассмотрим теперь процесс образования неразрушаемых барьеров несколько более подробно. Рассмотрим сверхдислокацию с вектором Бюргера  $2\mathbf{b}$  (рис. 64, *a*). Одна из сверхчастичных (ведущая, т.е. та, которая движется первой в приложенном внешнем поле напряжений) фиксирована, другая (ведомая) — подвижна.

Фактически существует множество барьеров [6, 68] с меняющейся при перестройке шириной в плоскости куба, как незавершенных (рис. 64, *б*), так и завершенных (рис. 64, *в, г*). Но основу их перестройки всегда составляет один и тот же процесс поперечного скольжения в плоскость куба. Поперечному скольжению ведущей содействует упругое отталкивание со стороны ведомой. В результате сила  $K_{(b,n)}^{eff}$ , определяемая выражением (13), облегчает для ведущей дислокации уход в плоскость куба, который затруднен для ведомой.

Ситуация меняется при высоких температурах, когда становится возможным независимое скольжение каждой из сверхчастичных



**Рис. 64.** Скользящая (*a*) и заблокированные конфигурации сверхдислокации, первоначально лежащей в плоскости октаэдра: незавершенные (*б*), завершенные (*в, г*) барьеры Кира–Вильсдорфа; *д* — барьер, содержащий две полосы АФГ в плоскости куба; жирными линиями обозначены дефекты упаковки; тонкими линиями — АФГ.

(без помощи другой) в плоскости куба. Но тогда с ростом температуры становится возможным и независимое поперечное скольжение обеих сверхчастичных из плоскости октаэдра в параллельные плоскости куба. В результате скользящая конфигурация (рис. 64, а), превращается в заблокированную конфигурацию (рис. 64, б). Такая конфигурация никогда ранее не рассматривалась. Она представляет собой, действительно, неразрушаемый барьер. Ее возникновение «убьет» любой источник дислокаций в плоскости октаэдра, поскольку, если испущенная источником сверхдислокация принимает такую заблокированную форму, воспроизводство дислокаций становится невозможным. В результате октаэдрическое скольжение должно исчезнуть. Действующим в этом случае остается только кубическое скольжение. Действительно, начиная с работы [69], многократно было показано, что при  $T > T_{\max}$  октаэдрическое скольжение не наблюдается.

Полученные в этой главе результаты кратко можно сформулировать следующим образом:

- показано, что потенциальный рельеф дислокации при кубическом скольжении является двухдолинным: мелкие долины — это долины Пайерлса, которым соответствует квазиравновесная (метастабильная) структура ядра, а холмам между этими долинами — нестабильная структура ядра; низкоэнергетическая конфигурация (глубокая долина) возникает в результате диссоциации сверхчастичной, высокий холм соответствует стянутой структуре сверхчастичной дислокации;
- используя выражение для напряжения включения дислокационного источника с учетом блокировки, показано, что дислокационные источники в плоскости октаэдра включаются при меньшем напряжении, чем в плоскости куба; именно поэтому кубическое скольжение исчезает при  $T < T_{\max}$ ;
- предложено возможное объяснение того, почему октаэдрическое скольжение не наблюдается при  $T > T_{\max}$ ; это связано с возможностью образования неразрушаемого барьера, содержащего две полосы АФГ в параллельных плоскостях куба.

## 12. ПИРАМИДАЛЬНОЕ СКОЛЬЖЕНИЕ II-ГО РОДА И АВТОБЛОКИРОВКА

Рассмотрены различные аспекты пирамидального скольжения II-го рода в магнии: температурная аномалия  $\sigma_y(T)$  при тех ориентировках, когда ось деформации параллельна либо с-оси, либо плоскости базиса; блокировка и автоблокировка краевых сегментов дислокации с вектором Бюргерса  $(c + a)$ . Выяснена природа пирамидального скольжения II-го рода. На основе совокупности экспериментальных данных сделано заключение о двухдолинном потенциальном релье-

фе краевой  $(c + a)$ -дислокации в плоскости пирамиды II-го рода. Выяснены причины сходства кубического скольжения в интерметаллидах и пирамидального скольжения II-го рода в магнии [26, 46, 47].

### 12.1. Двухдолинный потенциальный рельеф $(c + a)$ -дислокации в магнии

Особенности пластической деформации монокристаллов магния, изложенные в разделе 7, кратко можно сформулировать следующим образом.

Пластическая деформация осуществляется либо базисным, либо пирамидальным скольжением II-го рода (далее, для краткости, пирамидальным скольжением II). Предел текучести имеет слабое температурное падение при базисном скольжении (рис. 50) и немонотонный температурный ход (рис. 44, 48) при пирамидальном скольжении II. Предел текучести магния при базисном скольжении гораздо ниже (примерно на два порядка), чем при пирамидальном. Пирамидальное скольжение II наблюдается лишь при таких ориентировках оси деформации, при которых фактор Шмида для  $a$ -дислокаций равен нулю. Пирамидальное скольжение II наблюдается, если ось деформации параллельна либо оси  $c$ , либо базисной плоскости. При этом  $(c + a)$ -дислокации наблюдаются либо в криволинейной, либо в прямолинейной формах в зависимости от температуры деформации. В разделе 7 приведены ТЭМ-изображения заблокированных дислокаций в магнии. На рисунках 45, 47, отчетливо видны прямолинейные  $(c + a)$ -краевые дислокации, лежащие в плоскости пирамиды II и вытянутые вдоль направлений типа  $\langle \bar{1}010 \rangle$ . Такие же заблокированные краевые дислокации наблюдаются после пирамидального скольжения II при медленном охлаждении, которое было использовано вместо нагрева без нагрузки (рис. 53). Вытягивание дислокаций  $(c + a)$  вдоль выделенных направлений в отсутствие внешнего напряжения является доказательством их автоблокировки в монокристаллах магния.

Рассмотрим петлю в плоскости  $(11\bar{2}2)$  пирамиды II-го рода (рис. 43) с вектором Бюргера  $(c + a)$ , равным  $[\bar{1}\bar{1}23]/3$ .

Предполагая возможность расщепления  $a$ -дислокации на частичные с векторами Бюргера типа  $1/3 \langle 1\bar{1}00 \rangle$  согласно реакции:

$$a = \beta_1 + \beta_2, \quad (87)$$

расщепление  $(c + a)$ -дислокации можно представить в виде:

$$(c + a) = \beta_1 + (\beta_2 + c) = (\beta_1 + c) + \beta_2 = \beta_1 + c + \beta_2, \quad (88)$$

или в индексах Браве:

$$\begin{aligned} \frac{1}{3}[\bar{1}\bar{1}23] &= \frac{1}{3}[0\bar{1}10] + \frac{1}{3}[\bar{1}013] = \frac{1}{3}[0\bar{1}13] + \frac{1}{3}[\bar{1}010] = \\ &= \frac{1}{3}[0\bar{1}10] + [0001] + \frac{1}{3}[\bar{1}010]. \end{aligned}$$

Ось дислокаций, участвующих в реакции (88), параллельна линии пересечения исходной плоскости пирамиды II с плоскостью базиса, т.е. в данном случае направлению  $[1\bar{1}00]$ . Указанный вектор и вектор Бюргерса  $(\mathbf{c} + \mathbf{a})$  взаимно перпендикулярны (см. рис. 43). Это означает, что указанное расщепление может испытывать только краевой сегмент  $(\mathbf{c} + \mathbf{a})$ -дислокации. Расщепление становится возможным, благодаря взаимному упругому отталкиванию частичных дислокаций. В результате возникает плоская конфигурация, состоящая из частичных дислокаций, связанных полосами дефекта упаковки (ДУ) с вершинной дислокацией. На рисунке 65 показано расщепление краевых сегментов дислокационной петли в плоскостях базиса. Обратим внимание на сходство конфигураций, изображенных на рис. 66, с конфигурациями сверхчастичных в плоскости куба, изображенными на рис. 62.

Поскольку частичные дислокации имеют единственную плоскость скольжения, а именно плоскость базиса, которая не может быть плоскостью скольжения с-дислокации, то расщепленная  $(\mathbf{c} + \mathbf{a})$ -конфигурация заблокирована и вытянута вдоль линии пересечения плоскостей базиса и пирамиды II.

Можно полагать, что именно эта заблокированная конфигурация, расщепленная в плоскости базиса, является той низкоэнергетической конфигурацией, которой соответствует глубокая долина

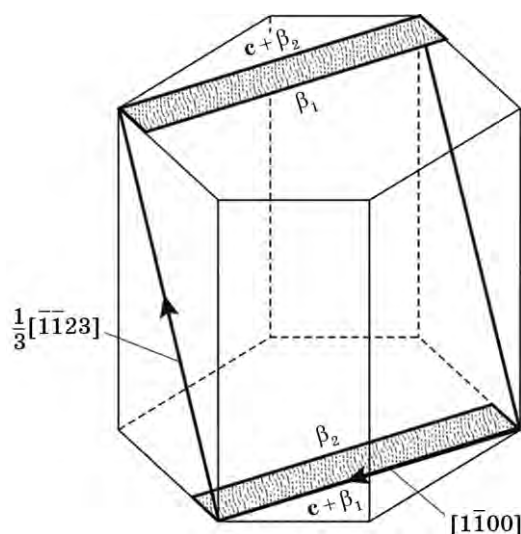
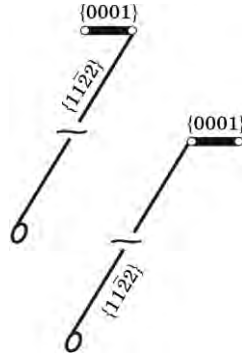


Рис. 65. Заблокированные краевые  $(\mathbf{c} + \mathbf{a})$ -дислокации.



**Рис. 66.** Различные конфигурации  $(c+a)$ -дислокации: скользящие в плоскости пирамиды II и заблокированные; выделены полосы дефекта упаковки в плоскости базиса.

потенциального рельефа краевой  $(c+a)$ -дислокации. В случае высокой энергии ДУ заблокированным может быть размазанное (spreading) ядро  $(c+a)$ -краевой дислокации, где смещения атомов локализованы вблизи плоскости базиса. Поскольку в исходном состоянии дислокация находится в плоскости пирамиды II, то расщеплению дислокации в плоскости базиса (или размазыванию ядра в плоскости базиса) должно предшествовать ее стягивание. Такой стянутой форме дислокации соответствует высокий барьер (hill), отделяющий глубокую долину от менее глубоких.

Выигрыш энергии  $\Delta E_{\text{spl}}$  в результате расщепления (splitting) дислокации  $(c+a)$  равен разности энергий стянутой ( $E_h$ ) и расщепленной ( $E_d$ ) дислокации. Подобно (79), величина  $\Delta E_{\text{spl}}$  приближенно может быть записана в виде:

$$\Delta E_{\text{spl}} = E_h - E_d \cong \psi(\beta_1, \beta_2) \ln \frac{l_{\text{sf}}}{r_0} - \gamma_{\text{sf}} l_{\text{sf}} = \psi(\beta_1, \beta_2) \left( \ln \frac{l_{\text{sf}}}{r_0} - 1 \right) > 0. \quad (89)$$

Здесь  $\gamma_{\text{sf}}$  — энергия дефекта упаковки (SF),  $l_{\text{sf}}$  — равновесная ширина расщепления,  $\beta$  — вектор Бюргерса частичной дислокации;  $r_0$  — радиус ядра дислокации,  $\psi(\beta_1, \beta_2)$  — коэффициент, определяемый (2).

Для краевого сегмента  $(c+a)$ -дислокации из (2) получаем:

$$\psi(\beta_1, \beta_2) = \frac{\mu a^2}{2\pi(1-\nu)12} (2 + \nu). \quad (90)$$

Коэффициент  $\psi(\beta_1, \beta_2)$  определяет в соответствии с (88) равновесную ширину расщепления:

$$l_{\text{sf}} = \frac{\psi(\beta_1, \beta_2)}{\gamma_{\text{sf}}}. \quad (91)$$



Пренебрегая взаимодействием частичных дислокаций с с-дислокацией, можно считать, что выражение (91) определяет ширину плоской конфигурации, состоящей из вершинной и частичных дислокаций.

Скольжение (с + а)-дислокации по пирамидальной плоскости II представляет собой скольжение с наибольшим (для ГПУ-решетки) вектором Бюргера по наименее плотноупакованной плоскости. И тогда возникает естественное предположение, что скольжение дислокации с вектором Бюргера (с + а) по плоскости пирамиды II определяется рельефом Пайерлса с многочисленными, менее глубокими, чем рассмотренные выше, долинами. Если бы речь шла о рельефе Пайерлса для стянутой (с + а)-дислокации, то высоты всех холмов были бы одинаковыми и дислокации, в конце концов, оказались бы в глубоких долинах, и скольжение прекратилось бы, как уже говорилось выше. Тем не менее, должна существовать вторая, квазиравновесная, структура ядра. В противном случае потенциальный рельеф (с + а)-дислокации будет однодолинным, что делает невозможным наблюдение аномалии  $\sigma_y(T)$  и автоблокировки. Полагаем, что долина Пайерлса определяется структурой размазанного ядра дислокации, где смещения атомов локализованы вблизи исходной плоскости пирамиды II, а барьер Пайерлса — нестабильной структурой ядра.

В результате компьютерного моделирования [70–72] были получены многочисленные формы ядра краевой (с + а)-дислокации, которые включают релаксацию ядра, образование высокоэнергетического поверхностного дефекта при расщеплении в плоскости пирамиды II, образование низкоэнергетического дефекта упаковки при расщеплении в плоскости базиса и т.д. В результате, если опустить детали, остаются следующие формы краевой (с + а)-дислокации: недиссоциированная (стянутая) форма; ядро, диссоциированное (размазанное) в исходной плоскости пирамиды II; ядро, диссоциированное (размазанное) в плоскости базиса и пересекающихся с ней плоскостях. О том, как на основе подобных форм конструируется потенциальный рельеф краевой (с + а)-дислокации, мы и говорили выше.

Разность в глубине долин  $\Delta E = E_0 - E_d > 0$  определяет эффективную силу, содействующую переходам дислокации из долины Пайерлса в глубокую долину. Заметим, что между величинами  $\Delta E_{spl}$  и  $\Delta E$  выполняется очевидное соотношение

$$\Delta E_{spl} > \Delta E. \quad (92)$$

Для реализации подобных переходов дислокация должна преодолеть высокий холм между мелкой долиной и глубокой, причем без помощи внешнего напряжения, т.е. глубокая долина должна быть динамически достижимой. Поэтому обнаружение эффекта автоблокировки в Mg не было очевидным, несмотря на наличие тем-

пературной аномалии  $\sigma_y(T)$ .

## 12.2. Сравнение с кубическим скольжением в интерметаллидах

Экспериментальные результаты по наблюдению автоблокировки после кубического скольжения изложены в разд. 4, после пирамидального II-го рода — в разд. 7. Теоретический анализ кубического скольжения проведен в разд. 11, пирамидального — в настоящем разделе. Оказалось, что по своей сущности эти два вида скольжения близки. Это непосредственно следует из последующего сравнения.

В обоих случаях плоскости скольжения не являются плоскостями плотной упаковки. Испускание частичной дислокации с образованием дефекта упаковки (ДУ) приводит к выигрышу энергии  $\Delta E_{\text{spl}}$ , определяемому либо (79), либо (89). В результате возникает низкоэнергетическая расщепленная конфигурация, принадлежащая пересекающимся плоскостям (исходной и плоскости плотной упаковки). Такие конфигурации для кубического скольжения изображены на рис. 64, для пирамидального скольжения II — на рис. 65. Для кубического скольжения это различные формы барьера Кира–Вильсдорфа, содержащие полосы комплексного ДУ, для пирамидального скольжения — плоская конфигурация, для которой вершинная с-дислокация связана полосами ДУ с частичными. В случае высокой энергии ДУ уже нельзя говорить о расщеплении на частичные, а только о размазывании (spreading) ядра, имитирующем в какой-то степени это расщепление. Низкоэнергетическая конфигурация соответствует глубокой долине потенциального рельефа дислокации. Она отделена от соседней, мелкой (менее глубокой), долины высоким холмом, которому соответствует стянутая форма дислокации.

В обоих случаях скольжение дислокаций по исходным плоскостям, которые не являются плоскостями плотной упаковки, определяется, как мы полагаем, рельефом Пайерлса с многочисленными, менее глубокими, чем рассмотренные выше, долинами и менее высокими холмами. Мелкая долина — это долина Пайерлса; холм, разделяющий мелкие долины, — барьер Пайерлса. Такой рельеф имеет место, например, для размазанного (spreading) ядра дислокации, где смещения атомов локализованы вблизи исходной плоскости.

Условия наблюдения кубического скольжения и пирамидального скольжения II различны. Кубическое скольжение в интерметаллидах наблюдается при температурах  $T > T_{\text{max}}$  практически при любых ориентировках. Исключение составляет ориентировка типа  $\langle 001 \rangle$ , когда фактор Шмида в любой плоскости куба равен нулю. Пирамидальное скольжение II наблюдается при таких ориентировках, когда ось деформации параллельна либо оси с, либо плоскости базиса. Только при этих (и очень близких к ним) ориентировках исключено гораздо более легкое базисное скольжение.

Очевидно, что вследствие наличия двух долин действие только одних кубических систем, если бы каким-либо способом были исключены октаэдрические, сделало бы возможным наблюдение аномалии  $\sigma_y(T)$ . И тогда, учитывая сходство кубического скольжения с пирамидальным скольжением II, температурная зависимость  $\sigma_y(T)$  имела бы вид, подобный наблюдаемому в магнии (рис. 44, 48). Вследствие подавления кубического скольжения октаэдрическим при  $T < T_{\max}$  от немоногохода  $\sigma_y(T)$  в интерметаллидах остается только его высокотемпературная часть.

Для обоих видов скольжения (кубического и пирамидального II) наблюдались аналогичные формы вытягивания вдоль выделенного направления, включая цепочки перегибов. В случае пирамидального скольжения II в магнии они приведены на рис. 53, 54, в случае кубического скольжения в  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  — в разд. 14.

В заключение для улучшения настроения приведем рис. 67, условно названный «эскимо». Рисунок 67, а иллюстрирует рельеф Пайерлса: квазиравновесная форма ядра, размазанная вблизи исходной плоскости скольжения (долина Пайерлса), и нестабильная форма ядра (барьер Пайерлса). Рисунок 67, б иллюстрирует низкоэнергетическую форму ядра, размазанную по пересекающимся плоскостям (глубокая долина), и стянутую форму ядра (высокий холм). Рисунок 67, в простой художественной форме описывает достаточно сложный рельеф для обоих исследованных выше видов скольжения.

Полученные в этом разделе результаты кратко можно сформулировать следующим образом:

- показано, что потенциальный рельеф дислокации при пирамидальном скольжении II-го рода является двухдолинным; следствием этого является наблюдение в магнии температурной аномалии предела текучести и автоблокировки;
- в результате сравнения двух видов скольжения — кубического и пирамидального II-го рода — показано, что по своей сущности

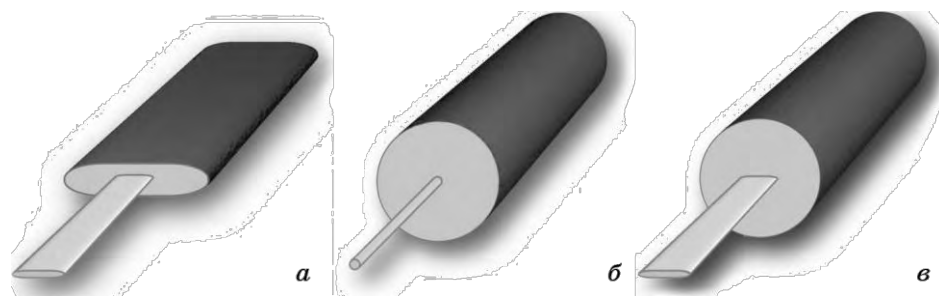


Рис. 67. Модель «эскимо»: а — рельеф Пайерлса; б — равновесная и стянутая формы ядра.

эти два вида скольжения близки: в обоих случаях скольжение дислокаций по исходным плоскостям, которые не являются плоскостями плотной упаковки, определяется рельефом Пайерлса; низкоэнергетическая конфигурация возникает в результате расщепления в плоскости, пересекающей исходную;

- показано, что если в интерметаллидах исключить каким либо образом октаэдрические системы и оставить только кубические, то будет получена температурная зависимость  $\sigma_y(T)$ , подобная наблюдаемой в магнии.

### 13. ДВУХДОЛИННЫЙ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ РЕЛЬЕФ ДИСЛОКАЦИЙ В TiAl

Показано, что хотя сверхдислокации в TiAl имеют иную внутреннюю структуру, чем в Ni<sub>3</sub>Al, их автоблокировка становится возможной, как и ранее, если одновременно выполняются два условия: одно обеспечивает уход сверхчастичной в плоскость куба, другое — вытягивание сверхчастичной вдоль выделенного направления. Выяснена причина того, почему возникающие после нагрева без нагрузки барьеры с суммарным вектором Бюргерса  $\langle 101 \rangle$  в TiAl, в отличие от Ni<sub>3</sub>Al, остаются неразрушаемыми и в том случае, когда указанные эксперименты дополнены повторной деформацией. Выявлены следствия, к каким приводит неразрушаемый характер  $\langle 101 \rangle$  барьеров при динамическом нагружении TiAl. Показано, каким образом ковалентно-подобный характер определенных межатомных связей в TiAl влияет на потенциальный рельеф одиночной дислокации [30, 40, 54].

#### 13.1. Сверхдислокации

Пластическая деформация TiAl осуществляется сверхдислокациями двух типов с векторами Бюргерса  $\langle 101 \rangle$  и  $1/2 \langle 112 \rangle$  соответственно и одиночными дислокациями с вектором Бюргерса  $1/2 \langle 110 \rangle$ . Результаты анализа скользящих и заблокированных конфигураций приведены в [6]. При динамическом нагружении превращения скользящих конфигураций в заблокированные наблюдаются при  $T < T_{\max}$ , а обратные превращения при  $T > T_{\max}$ .

В разделе 5 были изложены, результаты экспериментов, включающих предварительную деформацию при комнатной температуре и нагрев без нагрузки при температурах как ниже, так и выше  $T_{\max}$ . Поскольку ранее в сплавах типа Ni<sub>3</sub>Al наблюдалась автоблокировка сверхдислокаций, то можно было ожидать автоблокировки сверхдислокаций и в TiAl, хотя они имеют другую конфигурацию. Однако возможность автоблокировки одиночной дислокации в TiAl

не была очевидной, тем более что эти эксперименты были сделаны раньше, чем аналогичные для магния. Кроме того, указанные эксперименты были дополнены повторной деформацией при  $T > T_{\max}$  с целью выяснить, возможно ли в этом случае превращение заблокированных дислокаций в скользящие, а, если возможно, то для каких типов дислокаций.

Конфигурация сверхдислокации в плоскости октаэдра схематически изображена на рис. 68. Далее будем пренебрегать расщеплением сверхчастичной, которое происходит с образованием комплексного дефекта упаковки (КДУ). Как видно из рис. 68, кроме указанной сверхчастичной с вектором Бюргерса  $\mathbf{b}$ , конфигурация включает в себя две частичные дислокации ( $\beta_0$  — вектор Бюргерса типа  $1/6 \langle 112 \rangle$ ,  $\beta$  — вектор Бюргерса типа  $1/6 \langle 112 \rangle$ ), полосу АФГ с энергией  $\zeta$  ( $d$  — ширина полосы), полосу СДУ с энергией  $\gamma$  ( $D$  — ширина полосы).

При нулевом внешнем напряжении из условий равновесия в приближении  $d \ll D$  получаем:

$$D = \frac{\psi(\beta_0, \beta + \mathbf{b})}{\gamma}; \quad d = \frac{\psi(\mathbf{b}, \beta)}{\zeta - \gamma q}$$

$$q = 1 - \frac{\psi(\beta_0, \beta)}{\psi(\beta_0, \beta + \mathbf{b})}, \quad (93)$$

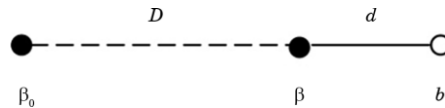
$$\psi(\beta_0, \beta) = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)} (\mathbf{e}_0 \mathbf{e} + (1-\nu) \mathbf{s}_0 \mathbf{s});$$

здесь коэффициент  $\psi(\beta_0, \beta)$  определяется выражением (2).

Далее, повторим процедуру, которая была использована в разд. 2, и рассмотрим стянутый сегмент ( $\mathbf{b}$  — вектор Бюргерса) вдоль линии пересечения плоскостей октаэдра и куба. Вблизи указанной линии пересечения, перпендикулярно ей, на единицу длины стянутого сегмента действуют сила  $K_{(b,n)}^{\text{eff}}$  в плоскости октаэдра и сила  $K_{(b,n)}^{\text{eff}}$  в плоскости куба. Здесь нижними индексами обозначены системы скольжения.

В отсутствие внешнего напряжения, используя (93), получаем

$$K_{(b,n)}^{\text{eff}} = 0, \quad (94)$$



**Рис. 68.** Схематическое изображение скользящей конфигурации сверхдислокации: сплошная линия — АФГ, пунктирная — СДУ.

$$K_{(b,n')}^{\text{eff}} = \alpha\zeta - \zeta'. \quad (95)$$

Выражения (94), (95) оказались тождественными выражениям (15), (16), полученным для другой конфигурации, а именно для парной сверхдислокации, содержащей две одинаковые сверхчастичные, связанные полосой АФГ. Запишем  $K_{(b,n)}^{\text{eff}}$  в виде:

$$K_{(b,n)}^{\text{eff}} = K_{(b,n)}^{\text{el}} - \zeta. \quad (96)$$

Для парной сверхдислокации:

$$K_{(b,n)}^{\text{el}} = \frac{\psi(\mathbf{b}, \mathbf{b})}{d}. \quad (97)$$

Для данного случая:

$$K_{(b,n)}^{\text{el}} = \frac{\psi(\beta_0, \mathbf{b})}{D+d} + \frac{\psi(\beta, \mathbf{b})}{d}. \quad (98)$$

Условие равновесие для сверхчастичной имеет вид:

$$K_{(b,n)}^{\text{eff}} = K_{(b,n)}^{\text{el}} - \zeta = 0. \quad (99)$$

Отсюда следует, что в обоих случаях, несмотря на различие выражений (97), (98), сила упругого отталкивания, действующая в плоскости октаэдра на сверхчастичную со стороны остальных дислокаций, принадлежащих сверхдислокации, компенсируется поверхностным натяжением  $\zeta$  АФГ.

Однако, проекция указанной силы упругого отталкивания на плоскость куба, равная  $\alpha K_{(b,n)}^{\text{el}}$ , не компенсируется поверхностным натяжением  $\zeta'$  АФГ. В результате с учетом (99) имеем:

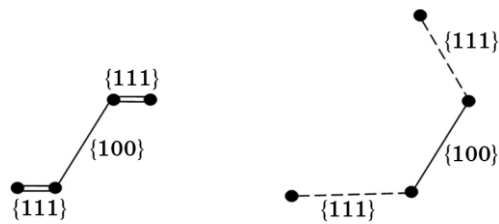
$$K_{(b,n')}^{\text{eff}} = \alpha K_{(b,n)}^{\text{el}} - \zeta' = \alpha\zeta - \zeta'. \quad (100)$$

Таким образом, при условии

$$\alpha\zeta - \zeta' > 0, \quad (101)$$

сила  $K_{(b,n')}^{\text{eff}}$  содействует уходу сверхчастичной в плоскость куба. Неравенство (101), подобно неравенству (17), является необходимым условием автоблокировки.

Особенность экспериментов по нагреву без нагрузки, как уже отмечалось ранее, состоит в том, что барьеры образуются, но не разрушаются. Их можно сделать разрушаемыми, если после нагрева провести повторную деформацию. При этом в  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$  действительно обнаружено превращение барьеров в скользящие сверхдис-



**Рис. 69.** Схематическое изображение заблокированных конфигураций сверхдислокации: двойная линия — КДУ.

локации (см рис. 16). Однако в TiAl после подобных экспериментов сохранились барьеры (рис. 34), которые имеют суммарный вектор Бюргера типа  $\langle 101 \rangle$ . Одновременно заблокированные дислокации двух других типов превращаются в скользящие. Причина того, почему  $\langle 101 \rangle$  барьеры остаются неразрушаемыми, состоит в следующем. Конфигурация барьеров Кира–Вильсдорфа в TiAl, в отличие от Ni<sub>3</sub>Al, включает в себя две полосы низкоэнергетического сверхструктурного (а не комплексного) дефекта упаковки (рис. 69). В результате рекомбинация сверхчастичных дислокаций, необходимая для разрушения  $\langle 101 \rangle$  барьеров, в TiAl затруднена. С этим связано сохранение  $\langle 101 \rangle$  барьеров после указанных экспериментов.

Именно неразрушаемый характер таких барьеров является, как мы полагаем, причиной исчезновения  $\langle 101 \rangle$  сверхдислокаций для случая динамического нагружения при  $T > T_{\max}$ . Действительно, в этом случае напряжение включения источника  $\langle 101 \rangle$  сверхдислокаций будет продолжать расти с повышением температуры подобно тому, как в области аномального хода  $\sigma_y(T)$ . Однако, для дислокаций двух других типов, для которых барьеры являются разрушаемыми, пластическое течение будет начинаться при меньшем напряжении и иметь нормальный температурный ход.

Таким образом, благодаря экспериментам, включающим нагрев без нагрузки и повторную деформацию, оказалось возможным продемонстрировать неразрушаемый характер барьеров Кира–Вильсдорфа с суммарным вектором Бюргера  $\langle 101 \rangle$  в TiAl.

### 13.2. Одиночные дислокации

Переход из мелкой долины в глубокую для одиночной дислокации соответствует перестройке ее ядра. Для сверхдислокаций как в Ni<sub>3</sub>Al, так и в TiAl наблюдается вытягивание вдоль выделенного направления сверхчастичных дислокаций: к ним примыкают полосы АФГ различных типов; они испытывают расщепление с образованием дефектов упаковки различных типов и взаимодействуют с остальными дислокациями, принадлежащими сверхдислокации. И

только для одиночной дислокации в TiAl наблюдается этот процесс в наиболее чистом виде: дислокация в исходном состоянии является криволинейной; при нагреве без нагрузки начинается вытягивание вдоль выделенного направления (начальные стадии видны на рис. 31, *д*) и далее наблюдаются длинные прямолинейные винтовые дислокации.

Для ориентировок, которые благоприятны для скольжения одиночных дислокаций, немонотонный ход предела текучести сопровождается сменой систем скольжения: при  $T < T_{\max}$  наблюдается октаэдрическое скольжение, а при  $T > T_{\max}$  — в основном неоктаэдрическое скольжение, по плоскостям типа  $\{110\}$  и  $\{001\}$ .

Как известно, химическая связь в интерметаллиде может включать в себя как металлическую, так и ковалентную составляющую. Металлическая связь, которая определяется почти свободными *s*- и *p*-электронами, не зависит от направления. Ковалентная составляющая, которая обусловлена *d*-орбиталями, является направленной. Распределение зарядовой плотности было рассчитано в [73]. Было показано, что существует большая (почти в 3 раза) анизотропия зарядовой плотности вблизи атомов Ti между направлениями  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 001 \rangle$ . Образование направленных связей Ti–Ti вдоль  $\langle 110 \rangle$  обусловлено, во-первых, наличием незаполненной *d*-оболочки атомов Ti, а во-вторых, уменьшением (до четырех) числа соседей Ti–Ti в первой координационной сфере из-за слоистой структуры интерметаллида. Аналогичные расчеты, проведенные для твердого раствора TiAl и для чистого Ti (с гипотетической ГЦК-решеткой), показали, что распределение зарядовой плотности является изотропным. Таким образом, особенностью, присущей интерметаллиду TiAl, является ковалентный характер определенных межатомных связей. Это не может не оказать влияние на потенциальный рельеф одиночной дислокации. Можно ожидать, что в зависимости от направления оси дислокации долины могут быть глубокими, как в ковалентных кристаллах, или мелкими, как в ГЦК-металлах. Полученная картина является чисто качественной и описывает лишь поведение дислокаций с узким ядром, когда можно говорить о локализации линии дислокации вдоль некоторого атомного ряда.

Сравним структуру нерелаксированного ядра краевой и винтовой дислокаций. Оси этих дислокаций параллельны направлениям  $\langle 112 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  соответственно. Будем следить за изменениями, которые происходят с ковалентными  $\langle 110 \rangle$  связями при образовании дислокации, ось которой направлена вдоль ряда атомов Ti. При образовании краевой дислокации одна из четырех ковалентных связей атома Ti с его ближайшими соседями будет разорвана, так что вдоль оси дислокации возникает ряд разорванных связей вне ее плоскости скольжения  $\{111\}$ . Конечно, говорить о разорванных связях в TiAl можно лишь условно, имея в виду лишь перераспре-



деление зарядовой плотности вблизи края экстраплоскости.

Винтовая дислокация, в отличие от краевой, может быть образована без разрыва ковалентных связей. Когда винтовая дислокация вытянута вдоль выделенного направления, кристалл превращается в две винтовые поверхности, вставленные друг в друга. Одна из них заполнена атомами Ti, другая — атомами Al. При образовании винтовой дислокации атомы Ti, образующие ряд, ближайший к ее оси, смещаются вдоль направления  $\langle 110 \rangle$ . Но при этом не происходит разрыва ковалентных связей между ними и атомами, лежащими на оси дислокации, а лишь несколько меняется направление указанных связей. Это низкоэнергетическая структура ядра (глубокая долина). Для того чтобы дислокация могла попасть в нее из мелкой долины, необходима реконструкция ядра, включающая восстановление (полное или частичное) оборванных ковалентноподобных связей для винтовой стянутой дислокации. Барьером, отделяющим глубокую долину от мелкой, является ядро в стянутой форме, поскольку именно такая форма ядра обеспечивает возможность восстановления ковалентноподобных связей. Поскольку винтовая стянутая дислокация принадлежит также и плоскостям типа  $\{110\}$ ,  $\{001\}$ , то она является предвестником перехода к неоктаэдрическому скольжению одиночной дислокации при высоких температурах.

Автоблокировка одиночной дислокации может происходить следующим образом. Пульсация широкого ядра дислокации вследствие термических флуктуаций может случайно вызвать локальное сужение ядра при любой ориентации дислокации. Однако, только в том случае, если сужение ядра испытывает винтовой сегмент, упоминаемая выше реконструкция приводит к понижению его энергии.

Непланарное размазывание ядра по ортогональным  $\{110\}$ ,  $\{001\}$  плоскостям также является предвестником перехода к неоктаэдрическому скольжению. Барьер, отделяющий глубокую долину от мелкой, как и в предыдущем случае, — ядро в стянутой форме. Однако неоктаэдрическое размазывание ядра пока еще не было получено посредством компьютерного моделирования. Нам известна лишь работа Yamaguchi [74], где получено размазывание ядра одиночной дислокации по нескольким параллельным плоскостям  $\{110\}$ .

Таким образом, низкоэнергетическая структура ядра винтовой одиночной дислокации может быть достигнута либо за счет залечивания оборванных Ti–Ti  $\langle 110 \rangle$  ковалентноподобных связей, либо за счет непланарного размазывания ядра по ортогональным  $\{110\}$ ,  $\{001\}$  плоскостям, либо за счет каких-либо других причин.

Квазиравновесную (метастабильную) структуру имеет непланарное ядро одиночной дислокации, значительная доля которого, как показано путем компьютерного моделирования, размазана по двум сопряженным  $\{111\}$  плоскостям (см., например, [75]). Термоактивированные переходы между мелкими долинами приводят к нор-

мальному ходу  $\sigma_y(T)$  при низких температурах. Аналогия между непланарной структурой ядра в ОЦК-металлах и в TiAl [76] является естественным объяснением сильного температурного падения  $\sigma_y(T)$  в TiAl при низких температурах.

При поиске равновесных (или квазиравновесных) конфигураций посредством компьютерного моделирования обычно считается, что результат достигнут, если одна такая конфигурация найдена. Действительно, для ОЦК-металлов упоминаемая выше конфигурация является единственной, рельеф однодолинным, ход  $\sigma_y(T)$  нормальным, автоблокировка не наблюдается. Но единственной  $\{111\}$  непланарной конфигурацией одиночной дислокации в TiAl недостаточно, чтобы объяснить наблюдаемую с ростом температуры смену нормального хода  $\sigma_y(T)$  на аномальный и далее вновь на нормальный. Только при двухдолинном характере рельефа это возможно.

Полученные в этом разделе результаты кратко можно сформулировать следующим образом:

- благодаря экспериментам, включающим нагрев без нагрузки и повторную деформацию, обнаружено, что барьеры Кира–Вильсдорфа с суммарным вектором Бюргерса  $\langle 101 \rangle$  в TiAl, в отличие от  $\text{Ni}_3\text{Al}$ , являются неразрушаемыми; причина состоит в том, что в TiAl они содержат сверхструктурные (а не комплексные) дефекты упаковки;
- показано, что неразрушаемый характер барьеров Кира–Вильсдорфа в TiAl является причиной исчезновения  $\langle 101 \rangle$  сверхдислокаций для случая динамического нагружения при  $T > T_{\text{max}}$ ;
- показано, что потенциальный рельеф одиночной винтовой дислокации в TiAl является двухдолинным: мелкие долины — непланарное ядро, размазанное по сопряженным  $\{111\}$  плоскостям; глубокие долины — узкое ядро после реконструкции, включающей восстановление (полное или частичное) оборванных ковалентноподобных связей; высокий холм соответствует стянутой форме дислокации.

#### 14. РЕКОНСТРУКЦИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РЕЛЬЕФА ДИСЛОКАЦИИ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА АВТОБЛОКИРОВКИ

Предложена процедура определения угла  $\tilde{\phi}$ , который является предельным для автоблокировки. Используя ТЭМ-изображения дислокационной структуры, можно получить набор углов между выделенным направлением и направлениями дислокационных сегментов. Выделяя наименьшие из этих углов, можно с достаточной степенью точности приблизиться к углу  $\tilde{\phi}$ . На основе полученных ранее в разделе 8 результатов, используя значения угла  $\tilde{\phi}$ , можно определить отношение  $E_d/E_0$  между глубинами долин. Процедура применена для анализа дислокационной структуры при нагреве без нагрузки после

кубического скольжения в  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  [26, 77, 78].

#### 14.1. Нахождение предельного для автоблокировки угла $\tilde{\varphi}$

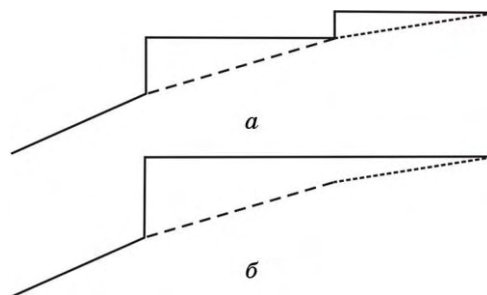
Условие автоблокировки выполняется для углов  $\varphi < \tilde{\varphi}$ , где угол  $\tilde{\varphi}$  определяется из уравнения (46), которое имеет вид:  $E_d / E_0 = \Phi(\tilde{\varphi})$ . Здесь  $E_0$  и  $E_d$  — линейная энергия дислокации в мелкой и глубокой долинах соответственно. Именно угол  $\tilde{\varphi}$  является предельным для автоблокировки: при  $\varphi > \tilde{\varphi}$  этот процесс невозможен в рамках данной модели (заштрихованная область на рис. 58).

Вблизи выделенного направления возможно образование цепочки асимметричных перегибов (рис. 59, а). Такая цепочка, в свою очередь, может превратиться в большой асимметричный перегиб (рис. 59, б).

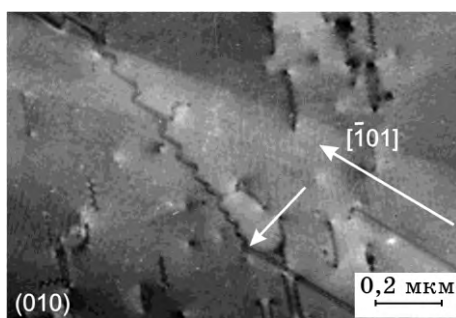
На рисунке 70, а изображены два прямолинейных дислокационных сегмента, для которых  $\varphi < \tilde{\varphi}$  и образуются асимметричные перегибы, а также показан сегмент, для которого  $\varphi > \tilde{\varphi}$ . На рисунке 70, б изображена ломаная дислокационная линия, которая содержит длинный сегмент, вытянутый вдоль выделенного направления, кратный перегиб и один исходный сегмент, оставшийся неизменным.

В настоящем разделе излагаются результаты исследования, которые являются продолжением раздела 4. Используются те же материалы и методики.

Пластическая деформация  $\langle 111 \rangle$  монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  проводится при той же температуре  $400^\circ\text{C}$ , а нагрев без нагрузки при  $100^\circ\text{C}$ . Целью исследования является определение предельного для автоблокировки угла  $\tilde{\varphi}$ . В результате исследования переходов между прямолинейными и криволинейными сегментами оказалось возможным провести реконструкцию формы потенциального рельефа дислокации.

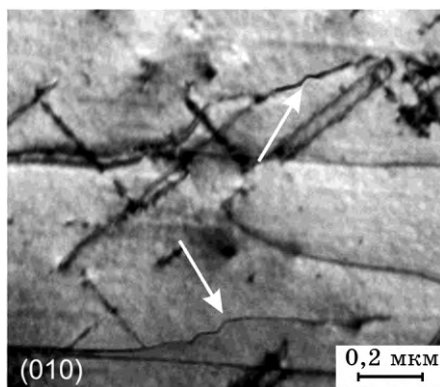


**Рис. 70.** Вытягивание ломаной линии вдоль выделенного направления: а — два вытянутых сегмента; б — один длинный сегмент (пунктиром показано исходное направление сегментов).



**Рис. 71.** Излом на дислокации: сегмент вдоль выделенного направления; сегмент — цепочка асимметричных перегибов.

**Цепочка перегибов.** Обратим внимание на необычную конфигурацию, которая представляет собой излом на дислокации, вершина которого указана стрелкой (рис. 71). Конфигурация, лежащая в плоскости (010), образована двумя дислокациями: первая — прямолинейная винтовая дислокация вдоль выделенного направления  $[\bar{1}01]$ , вторая — под некоторым углом к выделенному направлению. Существенно, что вторая дислокация состоит из цепочки перегибов. Как видно из рис. 71, это асимметричные перегибы, каждый из которых состоит, в свою очередь, из двух взаимно перпендикулярных сегментов, один из них — вдоль выделенного направления. Удивительным оказалось сходство впервые обнаруженной цепочки перегибов с цепочкой, предложенной нами ранее (рис. 59). Наблюдение цепочки перегибов означает, что перегибы возникают, но не разбегаются. Отсюда следует, что угол в вершине излома, который составляет примерно  $19^\circ$ , достаточно близок к углу  $\tilde{\varphi}$ , но несколько больше его. Вытянутые вдоль выделенного направления



**Рис. 72.** Цепочка перегибов.

сегменты, входящие в состав асимметричных перегибов, имеют длину примерно 30 нм вблизи вершины излома, возрастающую по мере удаления от вершины. На рисунке 72 также видны цепочки перегибов. Углы между средними направлениями таких сегментов, изображенных на рис. 72, и выделенным направлением также составляют примерно 18–19°. Подобные цепочки перегибов наблюдались и в других исследуемых материалах. На рисунке 54 видна цепочка перегибов в магнии, менее совершенная, чем та, что на рис. 70 для  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ . Длина сегментов составляет примерно 100 нм.

**Переходы между сегментами: большие углы.** При анализе дислокационной структуры, полученной после нагрева без нагрузки предварительно деформированных монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ , измеряли углы между прямолинейным сегментом, вытянутым вдоль выделенного направления, и касательной к ближайшему криволинейному сегменту. Можно было ожидать, что мы увидим переходы от прямолинейных сегментов к криволинейным, происходящие при углах, близких к углу  $\tilde{\varphi}$ , как и на рис. 71, 72. Однако, на микрофотографиях, приведенных на рис. 73, наблюдается целый набор углов  $\varphi_{\text{tr}}^i$ . Можно считать, что для любого из них выполняются условия:  $\varphi_{\text{tr}}^i > \tilde{\varphi}$ . В противном случае наблюдалась бы автоблокировка, как и для любого угла  $\varphi$ , меньшего  $\tilde{\varphi}$ . Значит, все углы  $\varphi_{\text{tr}}^i$  попадают в заштрихованную область на рис. 57. Рисунок 74 иллю-

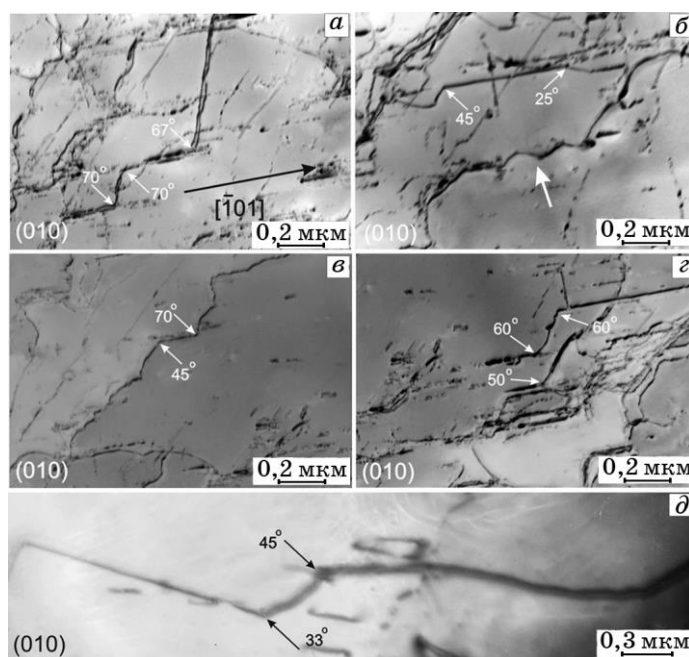
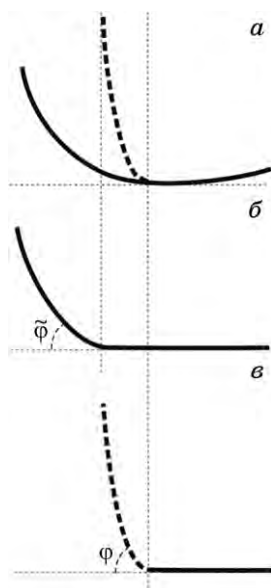


Рис. 73. Дислокационная структура с большими углами между сегментами.

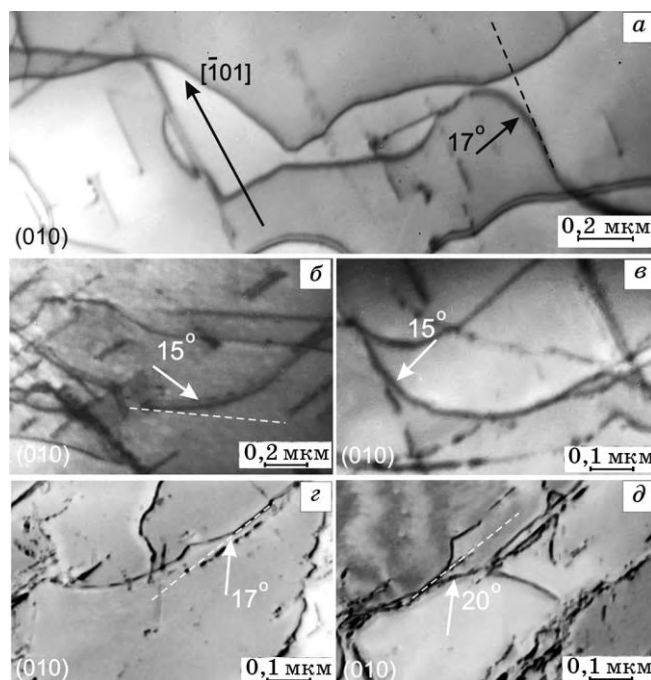


**Рис. 74.** Переходы между дислокационными сегментами различной ориентации: *a* — различные варианты исходной формы дислокационной линии; *б* — нормальный переход от прямолинейного сегмента к криволинейному; *в* — вынужденный переход.

стрирует возможность наблюдения переходов при больших углах  $\varphi_{tr}^i$ . Если, предположим, угол  $\varphi$ , не достигнув  $\tilde{\varphi}$ , меняется сразу на угол, больший  $\tilde{\varphi}$  (пунктирная линия на рис. 74), то наблюдаемый угол  $\varphi_{tr}^i > \tilde{\varphi}$ . Такой переход можно назвать вынужденным (рис. 74, *в*). Большие углы  $\varphi_{tr}^i$  не несут какой-либо информации об автоблокировке: форма дислокации такова, что из-за резкого возрастания отклонения сегмента от выделенного направления пропущены углы, близкие к  $\tilde{\varphi}$ . При нормальном переходе (рис. 74, *б*), в отличие от вынужденного, вытягивание вдоль выделенного направления продолжается, пока не будет достигнут предельный угол  $\tilde{\varphi}$ , и только затем наблюдается изогнутый сегмент.

Проблема, таким образом, состоит в том, чтобы отличить вынужденные переходы от нормальных.

**Переходы между сегментами: малые углы.** На рисунке 75 приведены ТЭМ-изображения дислокационной структуры, которые использованы для оценки угла  $\tilde{\varphi}$ . Очевидно, что углы  $\varphi_{tr}^i$  по мере уменьшения все больше приближаются к углу  $\tilde{\varphi}$ . При этом даже для наименьшего из наблюдаемых углов ( $\varphi_{tr}^{i, \min}$ ) все же остается некоторый интервал между ним и истинным значением величины  $\tilde{\varphi}$ . Именно с такой точностью можно определить угол  $\tilde{\varphi}$  по измерениям угла  $\varphi_{tr}^{i, \min}$ . Чем меньше наблюдаемый угол  $\varphi_{tr}^i$ , тем он ближе к



**Рис. 75.** Дислокационная структура с малыми углами между сегментами.

$\tilde{\varphi}$ . Однако, следует также учитывать погрешность в измерении углов, неточность в определении выделенного направления и плоскости фольги, недостаточную четкость изображения и т.д.

Хорошим объектом для нахождения  $\tilde{\varphi}$  может служить дислокационная дуга как часть гладкой дислокационной кривой. Уже само наблюдение дуги (а не прямолинейного сегмента) означает, что углы  $\varphi$  (между касательными в точках этой дуги и выделенным направлением) больше, чем  $\tilde{\varphi}$ . При этом возможно, что наименьший из таких углов, действительно, близок к углу  $\tilde{\varphi}$ . Здесь мы видим углы  $15\text{--}17^\circ$  между прямолинейными и изогнутыми сегментами.

**Сравнение с переходами между сегментами для других интерметаллидов.** Вытягивание дислокаций вдоль выделенного направления отчетливо видно на ТЭМ-изображениях дислокационной структуры сплавов  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$  и  $\text{TiAl}$ , приведенных на рис. 10 и 31 соответственно. Для обоих сплавов предварительная деформация проводилась при  $T < T_{\text{max}}$ , т.е. осуществлялась посредством октаэдрического скольжения.

Как видно из рис. 31, на одиночных дислокациях в  $\text{TiAl}$ , которые здесь только и представлены, наблюдаются разного типа переходы между сегментами. В некоторых случаях наблюдается только один, упоминаемый выше, переход от вытянутого сегмента к изогнутому.

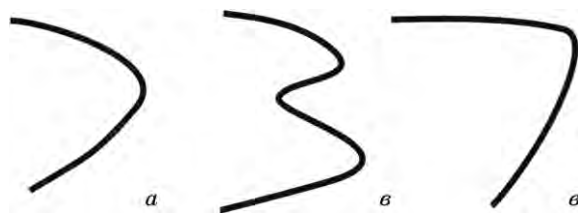


Рис. 76. Различные возможные формы криволинейной дислокации.

Однако, на той же микрофотографии видны другие случаи: после первого перехода к криволинейному сегменту наблюдается вновь прямолинейный сегмент. Это может быть обусловлено, например, тем, что вдоль петли отклонение от выделенного направления нарастает неравномерно. Первый переход происходит, когда достигнуто  $\tilde{\varphi}$ , а затем, если уменьшается  $\varphi$ , вновь выполняется соотношение  $\varphi < \tilde{\varphi}$  и становится возможным повторное вытягивание сегмента, а затем — второй переход к изогнутому сегменту.

Обратим внимание на несколько случаев смены вытянутого винтового сегмента сразу на краевой сегмент, направленный под прямым углом к винтовому. Такие наблюдения отнюдь не означают, что предельный угол составляет примерно  $90^\circ$ . Наоборот, это может быть обусловлено тем, что не успело еще отклонение от выделенного направления достичь  $\tilde{\varphi}$ , как угол  $\varphi$  изменился скачком, так что  $\varphi > \tilde{\varphi}$  и вытягивание становится невозможным.

Учитывая упоминаемые выше особенности дислокационной структуры после автоблокировки, можно попытаться восстановить исходную форму, которую имели криволинейные сегменты до нагрева. Можно полагать, что фактически это две формы (рис. 76). Одна — выпуклая (а, в), другая — выпукло-вогнутая (б). Сколько на петле будет чередований выпуклый-вогнутый, столько при вытягивании возможно переходов прямолинейный-криволинейный. Для приведенной на рис. 75, в исходной формы криволинейной дислокации, когда угол  $\varphi$  меняется практически скачкообразно, после нагрева возможно наблюдение вытянутого винтового сегмента, непосредственно переходящего в краевой (см. рис. 76, б).

#### 14.2. Реконструкция потенциального рельефа дислокации

Как видно из рисунка 75, наименьшие углы  $\varphi_{tr}^{min}$  составляют примерно  $15-17^\circ$ . Будем полагать, что угол  $\tilde{\varphi}$  имеет величину, близкую к  $\varphi_{tr}^{min}$ . Тогда, вычисляя значение функции  $\Phi(\tilde{\varphi})$ , получаем равное ему значение отношения  $E_d / E_0 \approx 0,767-0,740$ . Если считать, учитывая конфигурацию излома, приведенного на рис. 71, что угол  $\tilde{\varphi}$  равен примерно  $18-19^\circ$ , то  $E_d / E_0 \approx 0,727-0,713$ . Эти оценки являются

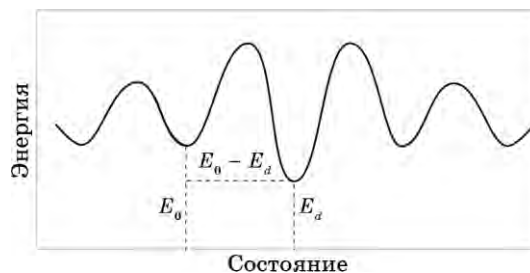


приближенными, а кроме того, есть еще другие, упоминаемые выше, источники погрешностей. Ограничимся тем, что будем считать, что  $E_d/E_0 \approx 0,7$ . Для наглядности рельеф с таким соотношением между глубинами долин изображен на рис. 77. Речь идет о двухдолинном потенциальном рельефе винтовой сверхчастичной дислокации  $1/2 \langle 110 \rangle \{001\}$ . Наши представления о том, какой физический смысл имеют долины и барьеры такого рельефа, изложены выше.

Именно разность  $(E_0 - E_d)$  между глубинами долин — долины Пайерлса (размазанное ядро в плоскости куба) и самой глубокой долины (сверхчастичная дислокация, расщепленная в плоскости октаэдра), как раз и обеспечивает необходимую движущую силу автоблокировки в отсутствие внешнего напряжения. Отсюда, учитывая полученное выше значение  $E_d/E_0$ , приходим к следующему выводу: в  $Ni_3Ge$  относительная разность в глубине долин составляет  $\Delta E/E_0 \approx 0,3$ .

Основные результаты этого раздела кратко можно сформулировать следующим образом:

- получены выражения, определяющие связь между отношением глубины долин  $E_d/E_0$  потенциального рельефа и предельным для автоблокировки отклонением направления дислокационного сегмента от выделенного; показана возможность восстановления формы рельефа и его параметров; выявлены разрешенная и запрещенная области для автоблокировки;
- предложен метод определения отношения  $E_d/E_0$  посредством детального анализа ТЭМ-изображений дислокационной структуры и измерения предельных для автоблокировки углов между дислокационными сегментами;
- в качестве примера приведены оценки отношения  $E_d/E_0$  для сверхчастичной дислокации в  $Ni_3Ge$ , скользящей в плоскости куба;
- отмечается, что если предлагаемая процедура будет осуществлена достаточно последовательным и тщательным образом, то могут быть получены оценки величин  $E_d/E_0$  для дислокаций раз-



**Рис. 77.** Реконструкция двухдолинного потенциального рельефа в  $Ni_3Ge$  для винтовой сверхчастичной дислокации  $1/2 \langle 110 \rangle \{001\}$ .



**Рис. 78.** Цепочка асимметричных перегибов.

личных типов в разных материалах.

## 15. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Те, кто знаком с нашей книгой об интерметаллидах  $\text{Ni}_3\text{Al}$  и  $\text{TiAl}$ , может быть, помнят рисунок на обложке: ветки в вазе. Мы использовали ТЭМ-изображение наблюдаемой в  $\text{TiAl}$  дислокационной структуры, которую назвали «деревом». Это одна из ключевых микрофотографий, которые удалось получить.

В настоящей работе ключевая микрофотография приведена на рис. 71 ( $\text{Ni}_3\text{Ge}$ , после кубического скольжения); ее фрагмент приведен на рис. 78.

Вытягивание дислокации вдоль выделенного направления может происходить путем выбрасывания либо двойного перегиба и его последующей переориентации, либо сразу же — асимметричного перегиба. Начальные стадии вытягивания сверхдислокаций в  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$  видны на рис. 76, *а*, одиночных дислокаций в  $\text{TiAl}$  — на рис. 76, *б*. Но наблюдение перегибов — двойных или асимметричных — затруднительно. Приведенная выше микрофотография также является большой редкостью. Ценность ее состоит в том, что это прямое доказательство существования асимметричных перегибов. Именно асимметричный перегиб является центральной фигурой при автоблокировке. Происходящий при вытягивании дислокации переход от прямолинейной дислокации к ломаной возможен лишь благодаря разности  $E_0 - E_d$  энергий дислокации в мелкой и глубокой долинах.

Возникает вопрос, не может ли поле внутренних напряжений, созданных исходной дислокационной структурой, вызвать автоблокировку. Мы полагаем, что это невозможно по следующей причине. Поскольку распределение дислокаций является хаотическим, то хаотическим является и распределение средних квадратичных компонент упругих напряжений. Для такого распределения нельзя найти направления, которое чем-либо выделялось среди других. Это значит, что последующее вытягивание дислокаций, приводящее к их

блокировке при нагреве без нагрузки, невозможно.

Для погружения в глубокую долину дислокация должна преодолеть барьер, разделяющий долины, причем без помощи внешнего напряжения. Именно вопрос о преодолении барьера и требует пояснения. Тепловые флуктуации заставляют дислокацию колебаться в мелкой долине. Если энергия локальной тепловой флуктуации достаточно велика, то из мелкой долины в глубокую выбрасывается двойной перегиб. Понижение энергии сегмента, попавшего в глубокую долину, стимулирует его рост и при нулевом напряжении. Растущий двойной перегиб как бы затягивает дислокацию в ловушку, причем после достижения критического размера двойной перегиб уже не возвращается в мелкую долину, а падает в глубокую. Однако время перехода в глубокую долину в принципе может оказаться настолько большим, что дислокация за время наблюдения не успевает перейти в имеющуюся долину, несмотря на наличие движущей силы. Другими словами, глубокая долины может оказаться динамически недостижимой.

Были введены характерные времена  $t_2^{(sd)}$  и  $t_2^{(ds)}$  переходов между долинами, а также времена наблюдения при динамическом нагружении  $t_{obs} = \varepsilon/\dot{\varepsilon}$  и при нагреве без нагрузки  $t_{obs}^{ht}$  (см. табл. на рис. 60). В обоих случаях необходим переход из мелкой долины в глубокую, т.е.  $t_2^{(sd)} \ll t_{obs}$  и  $t_2^{(sd)} \ll t_{obs}^{ht}$ . Очевидно, что меняя время нагрева, всегда можно получить  $t_{obs}^{ht} \gg t_{obs}$ . Но при этом не очевидно, как изменится время  $t_2^{(sd)}$  при выключении внешнего напряжения. Только экспериментальные результаты наблюдения автоблокировки стали доказательством того, что глубокая долины может быть динамически достижимой и при нулевом внешнем напряжении.

Условия того, что за время наблюдения происходит термоактивированный процесс образования неразрушаемых барьеров имеют вид (61), (66). Выполнение соотношения (61) необходимо для наблюдения температурной аномалии, а соотношения (66) — для наблюдения автоблокировки. При этом времена наблюдения и температуры различны.

Одним из подтверждений этих условий являются микрофотографии дислокационной структуры сплава  $Ni_3(Al, Nb)$ , приведенные на рис. 13: деформация при  $300^\circ C$  (а) и последующий нагрев при  $800^\circ C$ , 1 ч (б). Видно, что характерная для температурного интервала из области аномального хода  $\sigma_y(T)$  структура, состоящая из заблокированных дислокаций, практически сохраняется при последующем нагреве без нагрузки. Это возможно благодаря тому, что в обоих случаях реализуются превращения в неразрушаемые барьеры одного и того же типа.

Чрезвычайно убедительными оказались также результаты по изменению дислокационной структуры сплава  $Ni_3(Al, Nb)$  для случая, когда предварительную деформацию и нагрев без нагрузки

проводили при одной и той же температуре, равной  $800^{\circ}\text{C}$ , которая выше температуры  $T_{\text{max}}$ . Исходная дислокационная структура состоит из криволинейных дислокаций, принадлежащих кубическим системам скольжения (рис. 14). В этом случае выполняется соотношение (62) между характерными временами.

После нагрева наблюдаются заблокированные прямолинейные дислокации (рис. 15). Отсюда следует, что выполняется соотношение (66). Результаты этих экспериментов, на первый взгляд, не очевидны: при высокотемпературной деформации (кубическое скольжение) наблюдаются криволинейные дислокации, выключаем напряжение, выдерживаем при той же температуре — дислокации становятся прямолинейными. Причина в том, что при одной и той же температуре сменилась последовательность характерных времен вследствие смены времени наблюдения  $t_{\text{obs}}$  на  $t_{\text{obs}}^{\text{ht}}$  и выключения напряжения.

Подобные эксперименты, проведенные для материалов, в которых дислокации обладают однодолинным рельефом, дают противоположный результат. Так, в молибдене, как видно из рис. 42, дислокации, введенные путем деформации при  $400^{\circ}\text{C}$ , остаются далее криволинейными.

В результате нагрева без нагрузки после кубического скольжения для сплавов  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$  впервые удалось наблюдать заблокированные дислокации, тогда как ранее при динамическом нагружении наблюдались только криволинейные дислокации. Это означает, что дислокация имеет два состояния, что является присущим ей свойством. При внешнем воздействии могут проявляться оба состояния, либо одно из них. Аналогичные результаты были получены при исследовании автоблокировки после кубического скольжения в сплаве  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ . Начальные стадии вытягивания видны для дислокационной петли (рис. 22, в), лежащей в плоскости (010): петля содержит короткие прямолинейные сегменты вдоль выделенного направления.

Таким образом, если судить по динамическому нагружению, можно было предполагать однодолинный рельеф для дислокаций при кубическом скольжении, (нормальный ход  $\sigma_y(T)$ , криволинейные дислокации). Но результаты нагрева без нагрузки показали, что этот рельеф является двухдолинным. Наблюдение же температурной аномалии  $\sigma_y(T)$  только при октаэдрическом скольжении обусловлено тем, что определяемое (84) напряжение включения  $\sigma_r(T)$  дислокационного источника при октаэдрическом скольжении ниже, чем при кубическом. Если бы в интерметаллиде типа  $\text{Ni}_3\text{Al}$  можно было каким-то способом во всем температурном интервале исключить октаэдрическое скольжение и оставить кубическое, то наблюдалось бы немонотонная температурная зависимость  $\sigma_y(T)$  и превращения скользящих дислокаций в заблокированные и обратно.

Нагрев без нагрузки (или медленное охлаждение, что эквивалентно) позволяют не только выявить двухдолинный рельеф для дислокаций, принадлежащих кубическим системам скольжения, но и найти отношения между глубинами долин. С этой целью была предложена процедура, включающая ТЭМ-анализ дислокационной структуры и определение предельного угла автоблокировки  $\tilde{\varphi}$ . Далее, используя соотношение

$$\frac{E_d}{E_0} = \frac{1 - \sin \tilde{\varphi}}{\cos \tilde{\varphi}},$$

вычисляется отношение  $E_d/E_0$  между глубинами долин. Для  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ , как видно из рис. 75, наименьшие углы отклонения от выделенного направления составляют примерно  $15\text{--}17^\circ$ .

Учитывая конфигурацию, приведенную выше, получаем, что угол  $\tilde{\varphi}$  равен примерно  $18\text{--}19^\circ$ . Отсюда в качестве оценки получаем, что  $E_d/E_0 \approx 0,7$ .

После того, как посредством нагрева без нагрузки были получены данные о кубическом скольжении, оказалось, что по своей сущности два вида скольжения — кубическое и пирамидальное II-го рода — близки. В обоих случаях скольжение дислокаций по исходным плоскостям, которые не являются плоскостями плотной упаковки, определяется, как мы полагаем, рельефом Пайерлса с многочисленными долинами, которым соответствует квазиравновесное состояние ядра. Такой рельеф имеет место, например, для размазанного (spreading) ядра дислокации, где смещения атомов локализованы вблизи исходной плоскости.

Низкоэнергетическая равновесная конфигурация, которая соответствует глубокой долина, возникает в результате расщепления в плоскости, пересекающей исходную: плоскости октаэдра при кубическом скольжении (рис. 62); плоскости базиса при пирамидальном скольжении II (рис. 66). Для кубического скольжения это различные формы барьера Кира–Вильсдорфа, содержащие полосы комплексного ДУ (рис. 64, *в*, *г*), для пирамидального скольжения II — плоская конфигурация, содержащая полосу ДУ (рис. 65). Удивительно сходство этих конфигураций. В случае высокой энергии ДУ уже нельзя говорить о расщеплении на частичные, а только о размазывании (spreading) ядра, имитирующем в какой-то степени это расщепление. Барьеру, разделяющему высокую и мелкую долины, соответствует стянутая форма дислокации. Приведенная на рис. 67 модель «эскимо» не серьезно, но убедительно демонстрирует сходство обоих исследуемых видов скольжения.

Барьеры, которые возникают при нагреве без нагрузки, могут при последующем воздействии разрушаться, т.е. превращаться в скользящие конфигурации, но могут и не разрушаться. Мы исполь-

зовали специальные эксперименты, при которых нагрев без нагрузки и повторная деформация проводились при одной и той же температуре. При этом в  $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$  обнаружено превращение барьеров в скользящие сверхдислокации (рис. 16, з). Однако в  $\text{TiAl}$  после подобных экспериментов сохраняются заблокированные  $\langle 101 \rangle$  сверхдислокации (рис. 34). Одновременно заблокированные дислокации других типов превращаются в скользящие (рис. 35).

Причина того, почему  $\langle 101 \rangle$  барьеры остаются неразрушаемыми, состоит в том, что барьеры Кира–Вильсдорфа в  $\text{TiAl}$ , в отличие от  $\text{Ni}_3\text{Al}$ , включает в себя полосы сверхструктурного (а не комплексного) дефекта упаковки (рис. 69). В результате рекомбинация сверхчастичных, необходимая для разрушения  $\langle 101 \rangle$  барьеров, в  $\text{TiAl}$  затруднена.

Именно неразрушаемый характер таких барьеров является, как мы полагаем, причиной исчезновения  $\langle 101 \rangle$  сверхдислокаций для случая динамического нагружения при  $T > T_{\text{max}}$ . Действительно, в этом случае напряжение включения источника  $\langle 101 \rangle$  сверхдислокаций будет расти с повышением температуры, как и в области аномального хода  $\sigma_y(T)$ . Однако, для дислокаций двух других типов, для которых барьеры являются разрушаемыми, пластическое течение будет начинаться при меньшем напряжении и иметь нормальный температурный ход.

Таким образом, благодаря экспериментам, включающим нагрев без нагрузки и повторную деформацию, оказалось возможным продемонстрировать неразрушаемый характер барьеров Кира–Вильсдорфа с суммарным вектором Бюргерса  $\langle 101 \rangle$  в  $\text{TiAl}$ . Неразрушаемый характер  $\langle 101 \rangle$  барьеров в  $\text{TiAl}$  может быть использован для повышения сопротивления крипу. Каркас из таких барьеров, созданный в результате указанных экспериментов, остается стабильным и при температурах выше  $T_{\text{max}}$ . В этом случае пластическое течение при крипе будет осуществляться одиночными дислокациями и  $1/2\langle 112 \rangle$  сверхдислокациями. Каркас будет оказывать упругое противодействие скользящим дислокациям. Кроме того, они будут испытывать торможение за счет контактного взаимодействия с дислокациями каркаса.

Значение эффекта автоблокировки состоит, прежде всего, в том, что благодаря его обнаружению, открывается новый взгляд на термоактивированные процессы. На этой основе возникают новые представления о сущности таких процессов, как кубическое и пирамидальное скольжение, сходство которых ранее никогда не предполагалось.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Escaig, *J. Phys. C*, **7**, No. 35: 151 (1974).

2. M. Yamaguchi and Y. Umakoshi, *Prog. Mater. Sci.*, **34**, No. 1: 1 (1990).
3. F. R. N. Nabarro, *Solid State Phenomena*, **35–36**: 19 (1994).
4. P. Veyssier and G. Saada, *Dislocations in Solids* (Eds. F. R. N. Nabarro and M. Duesbery) (Amsterdam: Elsevier: 1996), vol. **10**, p. 113.
5. B. Viguier, J. L. Martin, and J. Bonneville, *Dislocations in Solids* (Eds. F. R. N. Nabarro and M. S. Duesbery) (Amsterdam: Elsevier: 2002), vol. **11**, p. 460.
6. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, *Интерметаллиды Ni<sub>3</sub>Al и TiAl: микроструктура, деформационное поведение* (Екатеринбург: УрО РАН: 2002).
7. В. А. Greenberg and М. А. Ivanov, *Успехи физ. мет.*, **1**, No. 1: 9 (2000).
8. P. Lukac and Z. Trojanova, *Magnesium Alloys—Design, Processing and Properties* (Eds. F. Czerwinski) (Rijeka: InTech: 2011), p.1.
9. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, *Физ. мет. металловед.*, **102**, № 1: 68 (2006).
10. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, О. В. Антонова, А. М. Пацелов, А. В. Плотников, *Известия РАН. Серия физич.*, **70**: 1331 (2006).
11. В. А. Greenberg, М. А. Ivanov, О. V. Antonova, А. М. Patselov and А. V. Plotnikov, *Israel J. Chem.*, **47**: 415 (2007).
12. В. А. Greenberg, М. А. Ivanov, and А. М. Patselov, 'TMS 2008' *Annual Meeting Supplemental Proceedings (March 9–13, 2008)* (Louisiana, New Orleans: 2008), vol. **3**, p. 165.
13. М. S. Duesbery, *Phil. Mag.*, **19**, No. 159: 501 (1969).
14. D. J. H. Cockayne and A. Hons, *J. Phys.*, **40**, No. 6: C6–11 (1979).
15. C. B. Carter and I. L. F. Ray, *Phil. Mag.*, **29**: 1231 (1974).
16. Б. А. Гринберг, О. В. Антонова, М. А. Иванов, А. М. Пацелов, А. В. Плотников, *Физ. мет. металловед.*, **102**, № 1: 77 (2006).
17. А. М. Пацелов, О. В. Антонова, Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, А. В. Плотников, *Физ. мет. металловед.*, **104**, № 5: 534 (2007).
18. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, О. В. Антонова, А. М. Пацелов, А. В. Плотников, *Особенности структуры и свойств перспективных материалов* (Томск: НТЛ: 2006).
19. В. А. Greenberg and М. А. Ivanov, 'The Third International Conference on Computational Methods and Experiments in Materials Characterization' (June 13–15, 2007) (Bologna, Italia: 2007), p. 51.
20. А. В. Плотников, Б. А. Гринберг, А. М. Пацелов, *Международная школа «Физическое материаловедение»* (Тольятти: ТГУ: 2004), с. 10.
21. C. Lall, S. Chin, and D. P. Pope, *Metall. Trans. A.*, **10**, No. 9: 1323 (1979).
22. S. S. Ezz, D. P. Pope, and V. Paidar, *Acta Metall.*, **30**: 921 (1982).
23. В. А. Старенченко, Ю. В. Соловьева, С. В. Старенченко, Т. А. Ковалевская, *Термическое и деформационное упрочнение монокристаллов сплавов со сверхструктурой L1<sub>2</sub>* (Томск: НТЛ: 2006).
24. D. M. Wee and T. Suzuki, *Trans. JIM*, **22**, No. 3: 163 (1981).
25. D. G. Morris, G. T. Brown, R. C. Piller, and R. E. Smallman, *Acta Metall.*, **24**: 21 (1976).
26. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, О. В. Антонова, А. В. Плотников, Н.А. Кругликов, А. М. Власова, Ю. В. Соловьева, *Физ. мет. металловед.*, **111**, № 4, с. 402 (2011).
27. В. А. Старенченко, Ю. В. Соловьева, В. И. Николаев, В. В. Шпейзман, Б. И. Смирнов, *Физ. твердого тела*, **42**, № 11: 2017 (2000).
28. H-r. Pak, T. Saburi, and S. Nenno, *Trans. JIM*, **18**: 617 (1977).
29. K. Aoki and O. Izumi, *J. Mater. Sci.*, **13**: 2313 (1978).

30. Б. А. Гринберг, О. В. Антонова, А. Ю. Волков, М. А. Иванов, Н. А. Кругликов, Ю. П. Кадникова, *Физ. мет. металловед.*, **105**, № 5: 523 (2008).
31. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, О. В. Антонова, А. М. Пацелов, Н. А. Кругликов, А. В. Плотников, Ю. П. Кадникова, *Эволюция структуры и свойства металлических материалов* (Томск: НТЛ: 2007).
32. Т. Kawabata, Т. Abumiya, Т. Kanai, and О. Izumi, *Acta Metall. Mater.*, **38**: 1381 (1990).
33. Т. Kawabata, Т. Kanai, and О. Izumi, *Acta Metall.*, **33**: 1355 (1985).
34. Н. Inui, М. Matsumuro, D.-H. Wu, and М. Yamaguchi, *Phil. Mag. A*, **75**: 395 (1997).
35. В. А. Greenberg, О. V. Antonova, V. N. Indenbaum, L. E. Karkina, А. В. Notkin, М. V. Ponomarev, and L. V. Smirnov, *Acta Metall. Mater.*, **39**, No. 2: 233 (1991).
36. В. А. Greenberg, О. V. Antonova, V. N. Indenbaum, L. E. Karkina, А. В. Notkin, М. V. Ponomarev, and L. V. Smirnov, *Acta Metall. Mater.*, **39**, No. 2: 243 (1991).
37. В. А. Greenberg, О. V. Antonova, L. E. Karkina, А. В. Notkin, and М. V. Ponomarev, *Acta Metall. Mater.*, **40**, No. 4: 815 (1992).
38. В. А. Greenberg, О. V. Antonova, L. E. Karkina, А. В. Notkin, and М. V. Ponomarev, *Acta Metall. Mater.*, **40**, No. 4: 823 (1992).
39. М. А. Morris, *Phil. Mag. A*, **68**: 237; М. А. Morris, *Phil. Mag. A*, **68**: 259 (1993).
40. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, О. В. Антонова, Н. А. Кругликов, А. М. Пацелов, А. В. Плотников, Ю. П. Кадникова, *Деформация и разрушение материалов*, **12**: 2 (2008).
41. О. В. Антонова, Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, Н. А. Кругликов, А. М. Пацелов, *47 Международная конференция «Актуальные проблемы прочности» (Июль 1–5, 2008)* (Нижний Новгород: 2008), с. 77.
42. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, Н. А. Кругликов, О. В. Антонова, *Физ. мет. металловед.*, **108**, № 1: 93 (2009).
43. J. R. Patel and L. C. Kimerling, *J. Phys.*, **40**, No. 6: 67 (1979).
44. J. Rabier and A. George, *Rev. Phys. Appl.*, **22**, No. 9: 941 (1987).
45. Г. А. Малыгин, *Физ. твердого тела*, **47**, № 5: 870 (2005).
46. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, О. В. Антонова, А. М. Власова, Н. А. Кругликов, А. В. Плотников, *Известия ВУЗов. Физика*, **54**, № 8: 58 (2011).
47. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, О. В. Антонова, А. М. Власова, *Кристаллография*, **57**, № 4: 603 (2012).
48. А. А. Предводителев, О. А. Троицкий, *Дислокации и точечные дефекты в гексагональных металлах* (Москва: Атомиздат: 1973).
49. J. F. Stohr and J. P. Poirier, *Phil. Mag.*, **25**: 1313 (1972).
50. Т. Obara, Н. Yoshinga, and S. Morozumi, *Acta Metall.*, **21**, No. 7: 845 (1973).
51. S. Ando, N. Harada, M. Tsushida et al., *Key Engineering Materials*, **345–346**: 101 (2007).
52. A. Charuis and J. H. Driver, *Acta Mater.*, **59**: 1986 (2011).
53. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, *Физ. мет. металловед.*, **105**, № 6: 587 (2008).
54. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, *Кристаллография*, **54**, № 6: 1023 (2009).
55. V. L. Indenbom, B. V. Petukhov, and J. Lothe, *Elastic Strain Fields and Dislocation Mobility* (Eds. V. L. Indenbom and J. Lothe) (Elsevier Science Publishers B.V.: 1992), p. 491.
56. A. Seeger and P. Schiller, *Acta Metall.*, **10**, No. 4: 348 (1962).
57. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, *Известия ВУЗов. Физика*, **9**, № 2: 132 (2009).
58. J. E. Dorn and S. Rajnak, *Trans. AIME*, **230**, No. 8: 1052 (1964).



59. B. A. Greenberg and M. A. Ivanov, 'THERMEC' 2003' (Eds. T. Chandra et al.) (Zurich-Uetikon, Switzerland: Trans. Tech. Publ. Ltd.: 2003), vol. 3, p. 1849.
60. B. V. Petukhov, *Mater. Sci. Eng. A*, **387–389**: 98 (2004).
61. Б. В. Петухов, *Физ. твердого тела*, **54**, № 12: 2366 (2012).
62. F. Louchet and B. Viguier, *Phil. Mag.*, **71**, No. 6: 1313 (1995).
63. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **31**, № 1: 47 (2009).
64. Б. А. Гринберг, О. В. Антонова, М. А. Иванов, А. М. Пацелов, А. В. Плотников, *Физ. мет. металловед.*, **102**, № 1: 77 (2006).
65. А. М. Пацелов, О. В. Антонова, Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, А. В. Плотников, *Физ. мет. металловед.*, **104**, № 5: 534 (2007).
66. B. A. Greenberg and M. A. Ivanov, *Mater. Sci. Eng. A*, **239**: 813 (1997).
67. D. M. Wee, D.P. Pope, and V. Vitek, *Acta Metall.*, **32**, No. 6: 829 (1984).
68. P. Veyssier and G. Saada, *Dislocations in Solids*, (Eds. M. Duesbery and F. R. N. Nabarro) (Amsterdam: Elsevier: 1996), vol. 10, p. 255.
69. A. E. Staton-Bevan and R. D. Rawlings, *phys. stat. sol. A*, **29**: 613 (1975).
70. Y. Minonishy, S. Ishioka, M. Koiwa, and S. Morozumi, *Phil. Mag. A*, **45**, No. 5: 835 (1982).
71. M. H. Liang and D. J. Bacon, *Phil. Mag. A*, **53**, No. 2: 181 (1986).
72. J. R. Morris, K. M. Ho, K. Y. Chen, G. Rengarajan, and M. H. Yoo, *Mod. Simul. Mater. Sci. Eng.*, **8**: 25 (2000).
73. B. A. Greenberg, V. I. Anisimov, Yu. N. Gornostirev, and G. G. Taluts, *Scripta Metall.*, **22**, No. 6: 859 (1988).
74. M. Yamaguchi, Y. Umakoshi, and T. Yamane, *Dislocations in Solids*, **5**: 77 (1985).
75. C. Woodward and S. I. Rao, *Phil. Mag.*, **84**, Nos. 3–5: 401 (2004).
76. V. Vitek, *Phil. Mag.*, **84**, Nos. 3–5: 415 (2004).
77. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, А. В. Плотников, *Кристаллография*, **55**, № 6: 1085 (2010).
78. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов, О. В. Антонова, А. В. Плотников, Н. А. Кругликов, А. М. Власова, Ю. В. Соловьева, *Физ. мет. металловед.*, **112**, № 2: 215 (2011).