
**РЕАЛЬНАЯ СТРУКТУРА
КРИСТАЛЛОВ**

УДК 548.4.001

**ПЕРВОЕ НАБЛЮДЕНИЕ В ЧИСТОМ МЕТАЛЛЕ БЛОКИРОВКИ
ДИСЛОКАЦИЙ БЕЗ ПОМОЩИ ВНЕШНЕГО НАПРЯЖЕНИЯ**

© 2012 г. Б. А. Гринберг, М. А. Иванов*, О. В. Антонова, А. М. Власова

*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург**E-mail: bella@imp.uran.ru***Институт металлофизики НАН Украины, Киев**E-mail: ivanov@imp.kiev.ua*

Поступила в редакцию 20.10.2011

Обнаружена автоблокировка ($\mathbf{c} + \mathbf{a}$) краевых дислокаций при пирамидальном скольжении II рода в монокристаллах магния, ось которых параллельна оси \mathbf{c} . Доказательством автоблокировки является вытягивание дислокации вдоль выделенного направления в отсутствие внешнего напряжения. Получены ТЭМ-изображения (с помощью трансмиссионной электронной микроскопии) ($\mathbf{c} + \mathbf{a}$)-дислокаций, вытянутых вдоль направлений типа $\langle 1\bar{1}00 \rangle$. Предложена модель двухдолинного рельефа в Mg: рельеф Пайерлса определяет скольжение ($\mathbf{c} + \mathbf{a}$)-дислокации в плоскости пирамиды II рода, а погружение в глубокие долины связано с расщеплением ($\mathbf{c} + \mathbf{a}$) краевого сегмента (или с размазыванием его ядра) в плоскости базиса.

ВВЕДЕНИЕ

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.

В [1, 2], продолжением которых является настоящая работа, изложены теоретические модели и результаты наблюдения автоблокировки дислокаций. Речь идет об автоблокировке индивидуальной дислокации, происходящей без участия других дислокаций. 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. Обнаружена автоблокировка дислокаций в интерметаллидах $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$ и TiAl , а позже в $\text{Ni}_3(\text{Ge})$ [3, 4]. Предполагалось, что автоблокировка возможна только в интерметаллидах из-за сложной внутренней структуры сверхдислокации. Поэтому попытаемся найти какой-либо простой металл, в котором также возможна автоблокировка.

ПОИСК МАТЕРИАЛА

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

На основе упоминаемой выше совокупности экспериментальных данных [1, 2] показано, что определяющую роль в блокировке и автоблокировке дислокаций играет двухдолинный характер потенциального рельефа дислокации (рис. 1), который отражает наличие двух минимумов и соответственно двух состояний дислокации: одно, равновесное, с наименьшей энергией, другое — метастабильное. Автоблокировка фактически представляет собой самопогружение дислокации в глубокую долину без помощи внешнего напряжения. Такой процесс осуществляется посредством рождения двойного перегиба и разбегающихся принадлежащих ему одиночных перегибов.

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. Выделен-

ные направления для дислокации в ГЦК-металлах не были обнаружены ни посредством электронно-микроскопических исследований (ТЭМ), ни путем компьютерного моделирования. Отсюда следует, что в ГЦК-металлах нет причин для автоблокировки дислокаций.

ОЦК-металлы. В ОЦК-металлах при динамическом нагружении наблюдались две формы дислокаций: прямолинейная и криволинейная. Прямолинейная форма наблюдалась для винтовых дислокаций при низких температурах. С целью выяснения возможности превращения дислокации из криволинейной формы в прямолинейную при нулевом внешнем напряжении проведены эксперименты по нагреву без нагрузки после предварительной деформации Fe и Mo [1, 5]. Пластическая деформация проводилась при комнатной температуре, а затем — нагрев без нагрузки. После первой ступени возникают криволинейные дислокации. После второй ступени вытягивания дислокаций не было обнаружено. Это означает, что в ОЦК-металлах дислокации не испытывают автоблокировки.

На первый взгляд, это противоречит наличию упоминаемых выше двух форм дислокаций, но это кажущееся противоречие. На основании компьютерного моделирования найдено [6] одно низкоэнергетическое состояние ядра винтовой дислокации, которому соответствует непланарная структура, размазанная по нескольким плоскостям типа {110}. Другого состояния дислокации (метастабильного) обнаружено не было. Это означает, что потенциальный рельеф дислокации является однодолинным и поэтому автоблокировка отсутствует.

Наблюдение двух форм дислокации при динамическом нагружении вызвано наличием двух характерных времен переброса дислокации из одной долины в другую [5]. Это время t_1 ожидания появления двойного перегиба на сегменте длиной L и время t_L распространения двойного перегиба на длину L . Времена t_1 и t_L экспоненциально зависят от температуры. Учитывая разницу в температурной зависимости t_1 и t_L , а также разную зависимость t_1 и t_L от длины L , можно ожидать реализации одного из следующих вариантов. В первом случае, когда $t_1 > t_L$, одиночные перегибы успевают разбежаться раньше, чем будет образован новый двойной перегиб на длине сегмента. Во втором случае, когда $t_1 < t_L$, на длине сегмента за время t_L разбежания первичных перегибов успевают возникнуть новые перегибы. Только последний случай реализуется при нагреве без нагрузки.

Скачкообразные переходы от одной непланарной конфигурации ядра к другой, будучи термо-

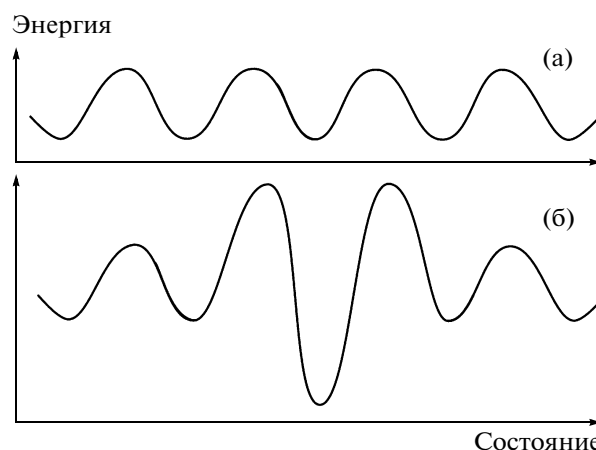


Рис. 1. Схематическое изображение потенциального рельефа дислокации: а — однодолинный, б — двухдолинный рельеф.

активированными, являются причиной нормальной температурной зависимости $\sigma_y(T)$.

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 рис. 2а показана дислокационная структура после предварительной деформации, на рис. 2б — добавлен последующий нагрев под нагрузкой, на рис. 2в — добавлен последующий нагрев без нагрузки [7]. На рис. 2а видны исходные криволинейные дислокации. На рис. 2б показаны начальные стадии вытягивания дислокаций вдоль трех выделенных направлений типа $\langle 110 \rangle$ в плоскости {111}. Как видно из рис. 2в, при нагреве без нагрузки вытягивания дислокаций не происходит. Именно эксперименты по нагреву полупроводников под нагрузкой и без нее привели к гипотезе о возможности автоблокировки в интерметаллидах.

В полупроводниках понижение энергии при вытягивании вдоль выделенного направления реализуется не для полных, а для частичных дислокаций (30- и 90-градусной) за счет реконструкции их ядра [8]. Для таких дислокаций не нужна рекомбинация. Поэтому рельеф является однодолинным: глубокая долина — ядро после реконструкции, барьер — нереконструированное ядро. Термоактивированный переход долинами определяется временем типа $t_1(T)$. В результате наблюдается нормальный температурный ход предела текучести $\sigma_y(T)$.

Таким образом, в обсуждаемых материалах нельзя ожидать наблюдения автоблокировки из-

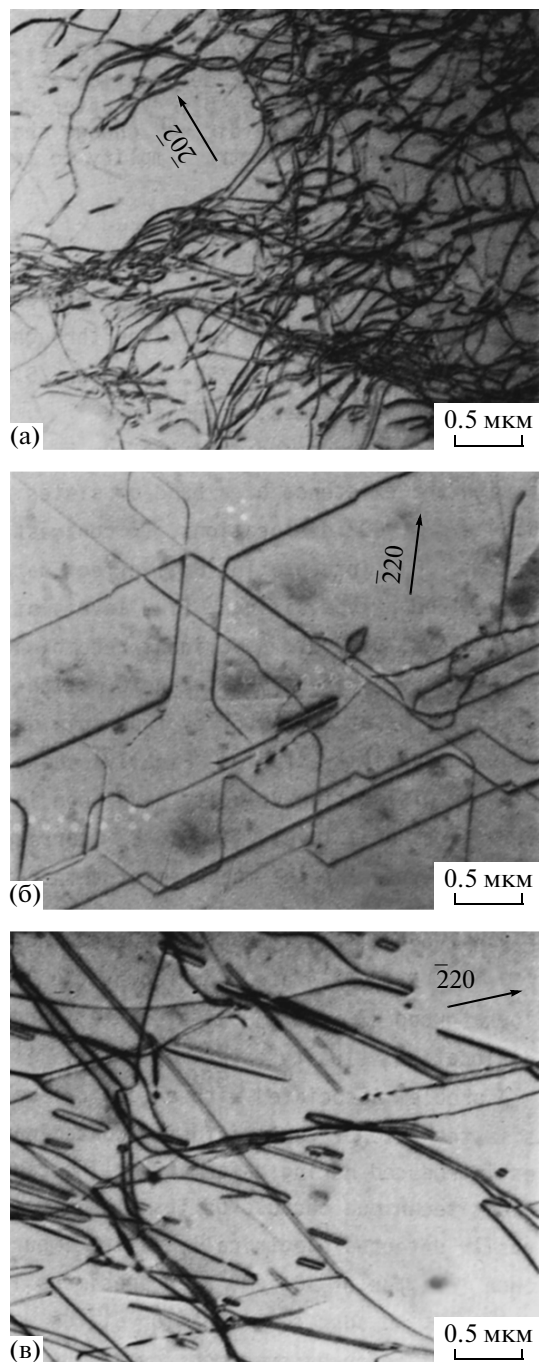


Рис. 2. ТЭМ-изображения дислокационной структуры кремния после деформации: а – на 5% при 770°C; б – на 2.2% при 750°C и нагрева при 450°C, 11 кг/мм²; в – на 5% при 770°C и нагрева при 900°C [7].

за однодолинного характера потенциального рельефа дислокаций.

АВТОБЛОКИРОВКА И АНОМАЛИЯ $\sigma_y(T)$

Для двухдолинного потенциального рельефа введем следующие характерные времена: время

t_{sd} (*shallow-deep*) переброса дислокации из мелкой долины в глубокую, время t_{ds} выхода из глубокой долины, а также время наблюдения $t_{obs} = \varepsilon / \dot{\varepsilon}$ (ε – степень деформации, $\dot{\varepsilon} = \text{const}$ – скорость деформации).

Возможны следующие соотношения характерных времен:

- а: $t_1 < t_{obs} < t_{sd}$,
- б: $t_{sd} < t_{obs} < t_{ds}$,
- в: $t_{obs} > t_{ds}$.

При низких температурах, когда движение дислокации ограничивается мелкими долинами, будет выполняться соотношение а и наблюдаться нормальная температурная зависимость $\sigma_y(T)$, связанная с характерным временем t_1 . С ростом температуры за время нагружения t_{obs} дислокации успевают перейти из мелкой долины в глубокую, однако обратный переход оказывается невозможным. Будут выполняться соотношение б и наблюдаться только прямолинейные заблокированные дислокации. В результате $\sigma_y(T)$ растет с ростом температуры, т.е. имеет аномальную температурную зависимость. При высоких температурах, когда становится возможным выход дислокаций из глубоких долин, выполняется соотношение в и вновь восстанавливается нормальный ход $\sigma_y(T)$.

В экспериментах, включающих пластическую деформацию и последующий нагрев без нагрузки, роль t_{obs} играет время нагрева, обычно значительно превышающее время динамического нагружения. Хотя характерные времена t_1 , t_{sd} , t_{ds} могут быть существенно иными, чем под нагрузкой, но может существовать температурный интервал, внутри которого будет выполняться соотношение б, так что при нагреве без нагрузки будут наблюдаться прямолинейные дислокации. Общим для обоих случаев является тот факт, что за время наблюдения происходит термоактивированный процесс образования неразрушаемых барьеров. Именно этот процесс является ответственным как за температурную аномалию $\sigma_y(T)$, так и за автоблокировку дислокаций. Оба эти явления имеют единую природу: двухдолинный потенциальный рельеф дислокаций.

АНОМАЛИЯ $\sigma_y(T)$ В МАГНИИ

Кратко изложим результаты проведенного разными авторами исследования температурной зависимости $\sigma_y(T)$ и дислокационной структуры магния.

На рис. 3 изображена температурная зависимость предела текучести, приведенного к пирамидальному скольжению [9]. Ось сжатия параллельна оси с (с точностью до 14'). В температурном интервале 270–375 К наблюдается аномальный ход

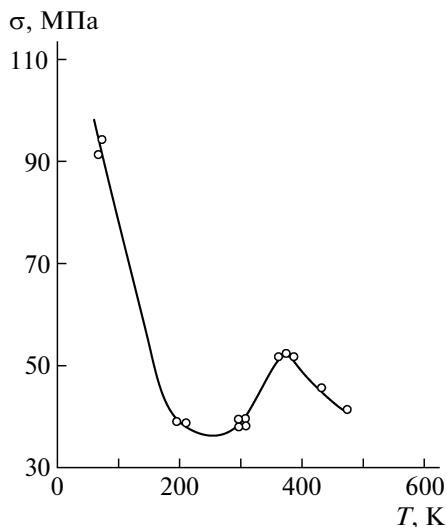


Рис. 3. Предел текучести (приведенный к пирамидальной системе скольжения II рода) монокристалла магния при сжатии параллельно оси *c* в зависимости от температуры [9].

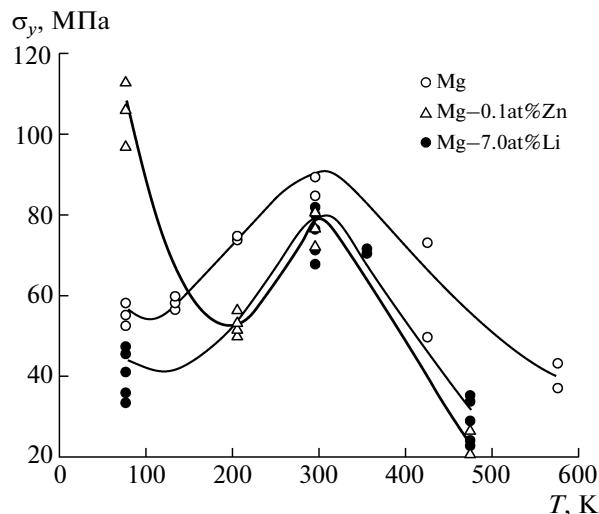


Рис. 4. Предел текучести монокристаллов магния и сплавов Mg–Li, Mg–Zn при растяжении параллельно оси *a* в зависимости от температуры [10].

предела текучести. По данным [10] аномальный ход $\sigma_y(T)$ для магния при растяжении вдоль оси, параллельной вектору *a*, наблюдается в интервале 133–300 К (рис. 4).

Показано, что пластическая деформация осуществляется пирамидальными системами скольжения II рода с векторами Бюргера (*c* + *a*). При температурах ниже 270 и выше 375 К наблюдаются криволинейные дислокации, в области аномального хода $\sigma_y(T)$ – большие петли в плоскости пирамиды II рода с вытянутыми прямолинейными краевыми сегментами.

Поскольку аномалия $\sigma_y(T)$ и автоблокировка дислокаций определяются одним и тем же термоактивированным процессом образования неразрушаемых барьеров, то из-за наблюдения аномалии $\sigma_y(T)$ в магнии можно ожидать и обнаружения автоблокировки.

СИСТЕМЫ СКОЛЬЖЕНИЯ В МАГНИИ

На рис. 5 схематически изображена ячейка ГПУ-решетки, показаны векторы Бюргера дислокаций. Выделена дислокационная петля в плоскости пирамиды II рода. Для простоты изображена прямоугольная дислокационная петля. Используя [11], можно показать, что для магния среди возможных плоскостей скольжения плоскость пирамиды II 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 Бюргера). Это означает, что плоскость пирамиды II рода является наименее плотноупакованной из воз-

можных плоскостей скольжения. Кроме того, пирамидальная система скольжения II имеет самый большой вектор Бюргера (*c* + *a*).

Температурная аномалия предела текучести обнаружена для монокристаллов магния с осями *c* (рис. 3) и *a* (рис. 4). При таких ориентировках факторы Шмида для *a*- и *c*-дислокаций равны нулю, что не мешает фактору Шмида (*c* + *a*)-дислокации быть отличным от нуля. В результате при

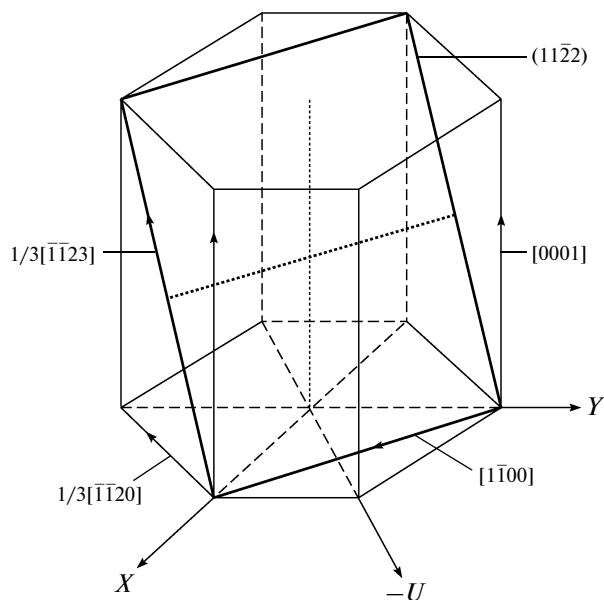


Рис. 5. Схематическое изображение дислокационной петли с вектором Бюргера (*c* + *a*) в плоскости пирамиды II рода.

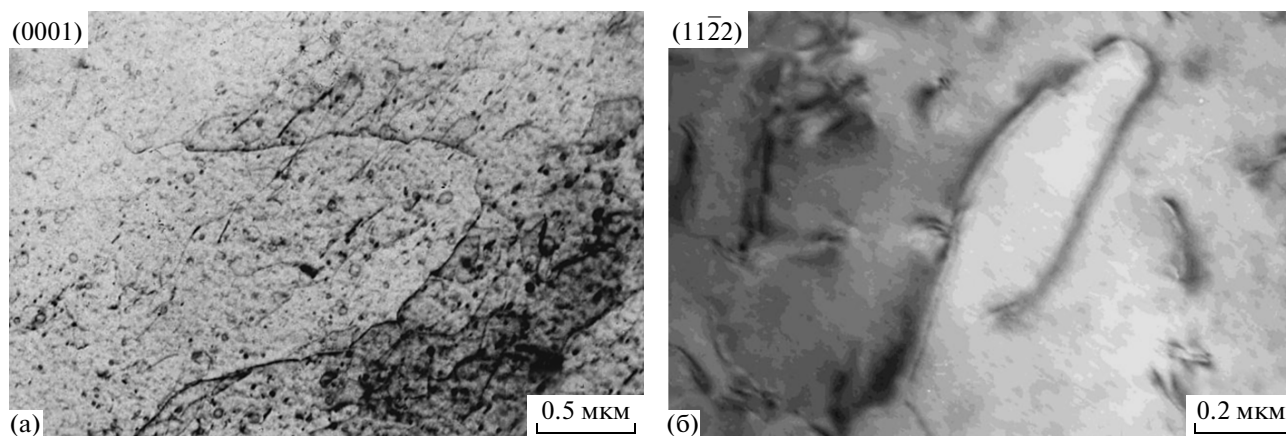


Рис. 6. Дислокационная структура Mg после деформации при 150°C и быстрого охлаждения: а – базисное скольжение, б – пирамидальное скольжение II.

точных ориентировках действующими могут быть только пирамидальные системы скольжения с вектором Бюргерса ($\mathbf{c} + \mathbf{a}$). При упоминаемых выше ориентировках из-за различия факторов Шмида дислокация ($\mathbf{c} + \mathbf{a}$) не распадается на образующие ее дислокации (с нулевыми факторами Шмида).

Поскольку предел текучести при базисном скольжении гораздо ниже (примерно на два порядка), чем при пирамидальном, то даже при слабом отклонении от точной ориентировки возможно базисное скольжение. Как отмечается в [11], базисное скольжение наблюдалось даже при факторе Шмида, равном 0.035. Если отклонение от точной ориентировки увеличивается до нескольких градусов, то пирамидальное скольжение вообще перестает быть действующим.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В качестве объекта исследования использовались $\langle 0001 \rangle$ -монокристаллы Mg. Деформацию монокристаллов осуществляли осадкой на величину 1.5–2.0% со скоростью ~ 0.3 мм/мин при температуре $t = 150^\circ\text{C}$. Затем, когда нагрузка была снята, проводилось медленное охлаждение (с печью) в течение ~ 1 ч. Как показано в [3], такая обработка (“медленный спуск”) эквивалентна нагреву без нагрузки.

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

Температура пика предела текучести для ориентировки \mathbf{c} , как видно из рис. 3, близка к 100°C .

Для сравнения: температура плавления магния $t_m = 650^\circ\text{C}$. Далее приводятся результаты исследования структуры монокристаллов при различных режимах термообработки.

Деформация монокристалла и быстрое охлаждение. После деформации при 150°C наблюдается дислокационная структура, которую удается зафиксировать благодаря быстрому охлаждению (в воде). На рис. 6а приведена микрофотография дислокационной структуры, наблюдаемой после деформации монокристалла, ось которого не совпадает с осью \mathbf{c} . Отклонение оси монокристалла от оси \mathbf{c} не превышает 2° . Даже такого отклонения оказалось достаточно, чтобы включилось базисное скольжение. Отчетливо видна петля \mathbf{a} дислокации в плоскости базиса.

На рис. 6б приведена микрофотография дислокационной структуры, наблюдаемой после деформации монокристалла с осью, близкой к оси \mathbf{c} . Именно эта дислокационная структура, состоящая из криволинейных дислокаций, является исходной для последующих экспериментов. Отчетливо видна петля $(\mathbf{c} + \mathbf{a})$ -дислокации в плоскости пирамиды II.

Деформация монокристалла и медленное охлаждение. В результате медленного охлаждения предварительно деформированного монокристалла произошло радикальное изменение дислокационной структуры. На рис. 7 наблюдаются прямолинейные дислокационные сегменты. Поскольку медленное охлаждение проводится без нагрузки, то дислокационные источники не работают и наблюдаемые изменения испытывают исходные дислокации.

На рис. 7а, 7б отчетливо видны прямолинейные дислокации, вытянутые вдоль выделенного направления типа $\langle 1\bar{1}00 \rangle$. Обратим внимание на форму дислокации (рис. 7б): она состоит из отдельных прямолинейных сегментов, соединен-

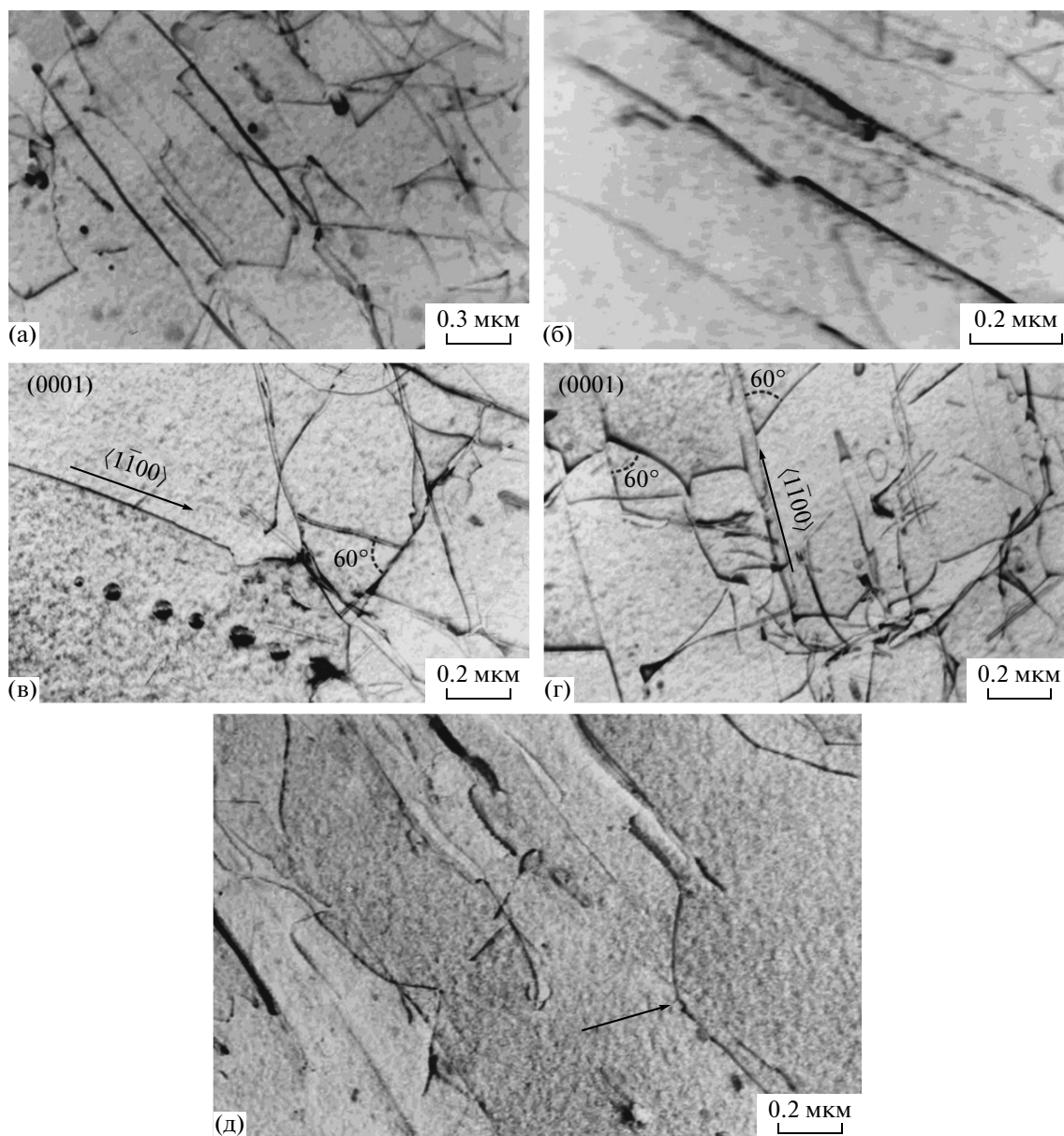


Рис. 7. Дислокационная структура Mg после деформации при 150°C и медленного охлаждения: а, б – прямолинейные дислокации; в, г – выделенные направления; д – переход от криволинейной дислокации к прямолинейной.

ных кратными перегибами. На рис. 7в, 7г видно вытягивание вдоль нескольких выделенных направлений. Как говорилось выше, выделенные направления являются линиями пересечения плоскости пирамиды II с плоскостью базиса. Углы между этими направлениями равны 60°. В плоскости базиса существуют три таких направления, два из них видны на рис. 7в, три – на рис. 7г. Наблюдаются переходы между криволинейными и прямолинейными дислокациями (рис. 7д).

Для прямолинейных дислокаций, изображенных на рис. 7, проведен **gb**-анализ. Установлено, что длинные прямолинейные дислокации являются краевыми с вектором Бюргерса (**c** + **a**), ле-

жащими в плоскости пирамиды II. На рис. 8а приведено светлопольное изображение дислокационной структуры. Дислокация *A* погасла в рефлексах $\mathbf{g} = (\bar{1}101)$ (рис. 8б) и $\mathbf{g} = (\bar{1}010)$ (рис. 8в). Данный результат возможен только для дислокации с вектором Бюргерса $\mathbf{b} = 1/3[1\bar{2}13]$. Следовой анализ изображения в нескольких отражающих плоскостях показывает, что направление оси дислокации $\mathbf{u} = [\bar{1}010]$.

До того, как были получены результаты по медленному охлаждению монокристаллов, наблюдалось вытягивание (**c** + **a**)-дислокаций в поликристаллах магния после предварительной де-

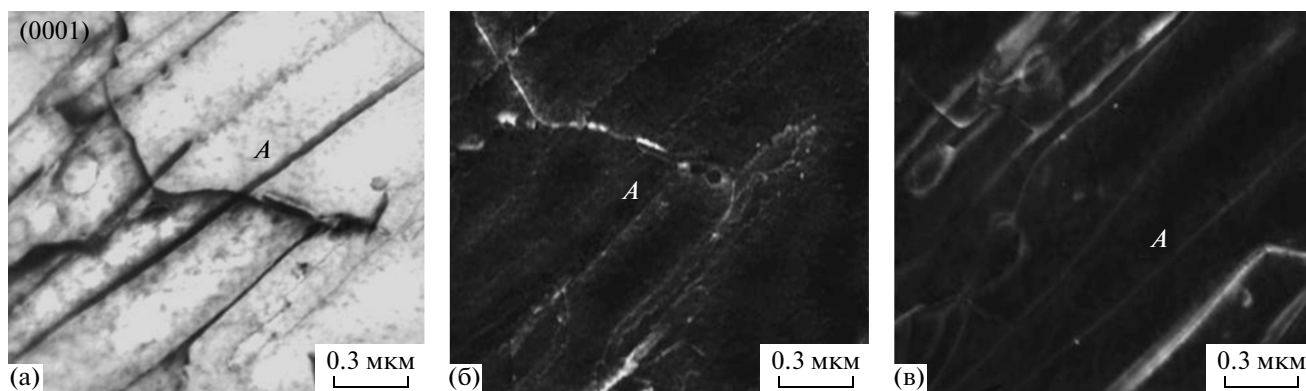


Рис. 8. Прямолинейные краевые дислокации ($c + a$): а – светлопольное изображение; б, в – темнопольное изображение в рефлексах $g = (\bar{1}101)$ и $g = (\bar{1}010)$ соответственно.

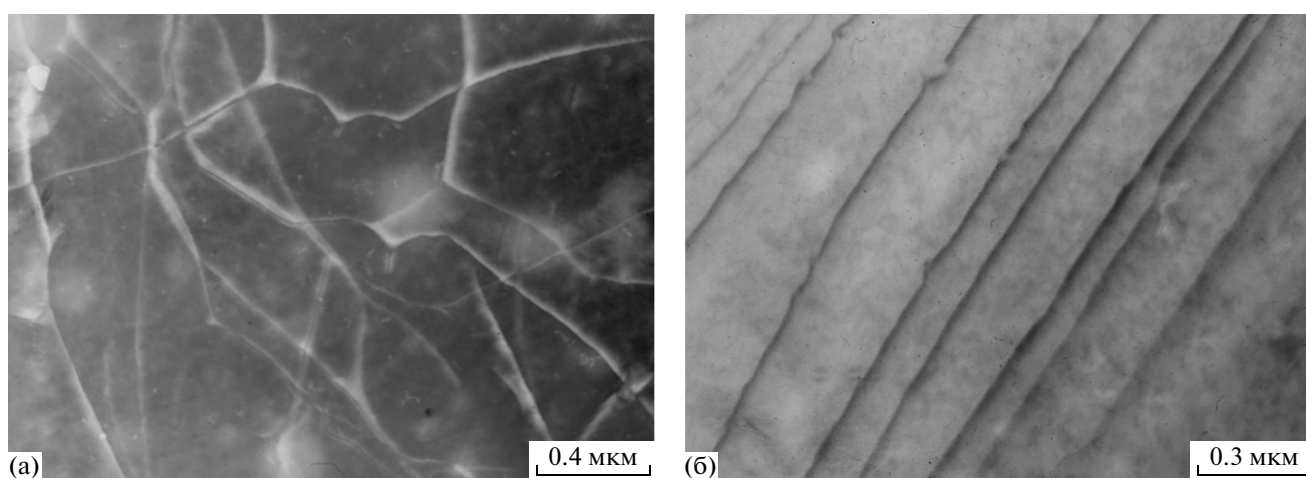


Рис. 9. Дислокационная структура поликристалла Mg после деформации осадкой (в обойме) при комнатной температуре и последующего отжига при температуре 350°C в течение 2 ч: а – ось деформации не совпадает с осью c ; б – ось деформации почти параллельна оси c , видны прямолинейные краевые дислокации ($c + a$).

формации осадкой (в обойме) при комнатной температуре и отжига при 350°C в течение 2 ч. На рис. 9 видно семейство заблокированных прямолинейных дислокаций, показано, что их ось параллельна выделенному направлению типа $\langle 10\bar{1}0 \rangle$. Можно полагать, что они возникают в отдельных зернах, ось c которых случайно оказалась параллельной оси деформации. Заблокированные дислокации продолжают наблюдаться и при отжиге в течение 24 ч.

Обратим внимание на некоторую противоречивость результатов ТЭМ-наблюдений, приведенных в [9, 10]. Как говорилось выше, заблокированные дислокации при динамическом нагружении наблюдаются в области аномального температурного хода $\sigma_y(T)$. Действительно, в [9] только в этом интервале наблюдалось вытягивание ($c + a$)-дислокаций вдоль направлений $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ в монокристаллах магния. Но в [10] для сплава

Mg – 7.0 ат. % Li вытягивание ($c + a$)-дислокаций наблюдалось после деформации при 473 К, т.е. заведомо выше температуры пика $\sigma_y(T)$, равной примерно 373 К. Если предположить, что после деформации происходило медленное охлаждение, как в настоящей работе, то вытягивание дислокаций стало результатом автоблокировки, а дислокации (сразу после деформации) были криволинейными. Для того чтобы зафиксировать их в такой форме, охлаждение должно быть быстрым. В противном случае дислокации успевают стать прямолинейными. Это является следствием легкой (по сравнению с интерметаллидами типа Ni_3Al) блокировки дислокаций, о чем свидетельствует низкая температура пика предела текучести в магнии и соответственно низкая температура, при которой начинается аномальный ход $\sigma_y(T)$.

**ДВУХДОЛИННЫЙ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ
РЕЛЬЕФ (с + а)-ДИСЛОКАЦИИ**

Предположим возможность расщепления (с + а)-дислокации на частичные дислокации с векторами Бюргерса типа $1/3\langle 1\bar{1}00 \rangle$, лежащие в плоскости базиса, и вершинную с-дислокацию:

$$(\mathbf{c} + \mathbf{a}) = \beta_1 + \mathbf{c} + \beta_2, \quad (1)$$

или в индексах Бравэ

$$1/3[\bar{1}\bar{1}23] = 1/3[0\bar{1}10] + [0001] + 1/3[\bar{1}010]. \quad (2)$$

Ось дислокаций, участвующих в реакции (1), 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 (с + а) взаимно перпендикулярны (рис. 5). Это означает, что указанное расщепление может испытывать только краевой сегмент (с + а)-дислокации.

Поскольку ось деформации направлена вдоль оси с, то факторы Шмида всех дислокаций, на которые в соответствии с (2) распадается дислокация (с + а), равны нулю. Расщепление становится возможным благодаря взаимному упругому отталкиванию частичных дислокаций. В результате возникает симметричная плоская конфигурация, состоящая из частичных дислокаций, связанных полосами дефекта упаковки с вершинной дислокацией. Из-за нулевых факторов Шмида расщепленная в плоскости базиса в соответствии с (2) краевая (с + а)-дислокация заблокирована.

Можно полагать, что именно заблокированная конфигурация, расщепленная в плоскости базиса, является той низкоэнергетической конфигурацией, которой соответствует глубокая долина потенциального рельефа краевой (с + а)-дислокации. В случае высокой энергии ДУ заблокированным может быть размазанное (*spreading*) ядро (с + а) 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 должно предшествовать ее стягивание. Такой стянутой форме дислокации соответствует высокий барьер, отделяющий глубокую долину от менее глубоких.

Скольжение (с + а)-дислокации по пирамидальной плоскости II представляет собой скольжение с наибольшим (для ГПУ-решетки) вектором Бюргерса по наименее плотноупакованной плоскости. Тогда возникает естественное предположение, что скольжение дислокации с вектором Бюргерса (с + а) по плоскости пирамиды II определяется рельефом Пайерлса с многочисленными менее глубокими, чем рассмотренными выше, долинами и менее высокими барьерами. Долина Пайерлса определяется структурой размазанного

ядра дислокации, где смещения атомов локализованы вблизи плоскости пирамиды II, а барьер – нестабильной структурой ядра.

Разность в глубине долин

$$\Delta E = E_0 - E_d > 0 \quad (3)$$

определяет эффективную силу, содействующую автоблокировке. Здесь E_d и E_0 – линейная энергия дислокации в глубокой долине и в долине Пайерлса соответственно. Неравенство (3) является условием реализации процесса самопогружения дислокации в глубокую долину.

И все-таки переход дислокации при нулевом внешнем напряжении из мелкой долины в глубокую кажется, на первый взгляд, странным. Для этого дислокация должна преодолеть барьер, разделяющий долины, причем без помощи внешнего напряжения, т.е. глубокая долина должна быть динамически достижимой. Однако время перехода в глубокую долину может оказаться настолько большим, что в отсутствие внешнего напряжения дислокация за время наблюдения не успевает перейти в глубокую долину. Поэтому обнаружение эффекта автоблокировки в Mg не было очевидным, несмотря на наличие температурной аномалии $\sigma_y(T)$.

Электронно-микроскопические исследования выполнены в Центре коллективного пользования электронной микроскопии УрО РАН.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 10 02 00354) и Государственной целевой программы Украины “Нанотехнологии и наноматериалы” (№ 1.1.1.3-4/10-Д).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гринберг Б.А., Иванов М.А. // Кристаллография. 2009. Т. 54. № 6. С. 1023.
2. Гринберг Б.А., Иванов М.А., Плотников А.В. // Кристаллография. 2010. Т. 55. № 6. С. 1085.
3. Гринберг Б.А., Иванов М.А., Антонова О.В. и др. // Физика металлов и металловедение. 2011. Т. 111. № 4. С. 402.
4. Гринберг Б.А., Иванов М.А., Антонова О.В. и др. // Физика металлов и металловедение. 2011. Т. 112. № 2. С. 215.
5. Гринберг Б.А., Иванов М.А., Кругликов Н.А. и др. // Физика металлов и металловедение. 2009. Т. 108. № 1. С. 93.
6. Vitek V. // Philos. Mag. 2004. V. 84. №3–5. P. 415.
7. Patel J.R., Kimerling L.C. // J. Phys. 1979. V. 40. № 6. P. 67.
8. Rabier J., George A. // Rev. Phys. Appl. 1987. V. 22. № 9. P. 941.
9. Stohr J.F., Poirier J.P. // Philos. Mag. 1972. V. 25. P. 1313.
10. Ando S., Harada N., Tsushida M. et al. // Key Eng. Mater. 2007. V. 345–346. P. 101.
11. Предводителев А.А., Троицкий О.А. Дислокации и точечные дефекты в гексагональных металлах. М.: Атомиздат, 1973. 200 с.