Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Ордена Трудового Красного Знамени Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

# ВЛАСОВА Алиса Михайловна

# БЛОКИРОВКА ДИСЛОКАЦИЙ В ОТСУТСТВИЕ ВНЕШНЕГО НАПРЯЖЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ МАГНИЯ И СОПОСТАВЛЕНИЕ С АВТОБЛОКИРОВКОЙ В ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: доктор физ. – мат. наук, профессор Гринберг Бэлла Александровна

# СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	⊿
----------	---

Глава 1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР11
1.1Движение дислокаций11
1.1.1 Консервативное и неконсервативное движение дислокаций12
1.1.2 Закон Шмида13
1.1.3 Рельеф Пайерлса13
1.1.4 Перегибы на дислокациях16
1.2 Температурная аномалия предела текучести в интерметаллидах типа Ni <sub>3</sub> Al18
1.3 Автоблокировка дислокаций в интерметаллидах типа Ni <sub>3</sub> Al21
1.4 Температурная аномалия в сплавах типа TiAl29
1.5 Блокировка дислокаций в сплавах типа TiAl31
1.6 Особенности деформационного поведения магния и его основные физические
свойства40
1.7 Магний и его применения47
Глава 2 МАТЕРИАЛ, МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ52
2.1. Материал
2.2 Методика эксперимента
2.3 Методы исследования
Глава 3 ОБНАРУЖЕНИЕ АВТОБЛОКИРОВКИ ДИСЛОКАЦИЙ В МАГНИИ57
3.1. Исходная дислокационная структура57
3.2 Плоские дефекты

Глава 4 АВТОБЛОКИРОВКА ДИСЛОКАЦИЙ ПРИ ПИРАМИДАЛЬНОМ СКОЛЬЖЕНИИ

4.1 Причины образования дислокационных барьеров в магнии	74
4.2 Двухдолинный потенциальный рельеф в магнии и	
автоблокировка	81
4.3 Образование дислокационных барьеров в магнии в отсутствие приложенных	
напряжений	85

# Глава 5 СРАВНЕНИЕ КУБИЧЕСКОГО СКОЛЬЖЕНИЯ В ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ С

ПИРАМИДАЛЬНЫМ СКОЛЬЖЕНИЕМ В МАГНИИ	90
5.1 Потенциальный рельеф дислокации при кубическом скольжении	90
5.2 Напряжение включения дислокационного источника с учетом блокировки	92
5.3 Кубическое и пирамидальное скольжения	95
5.4 Возможные применения автоблокировки дислокаций в магнии	.99

Заключение	101
Список работ соискателя	103
Список литературы	107
Приложение. Системы скольжения в ГПУ кристаллической решетке	115

# © Институт физики металлов УрО РАН, 2014 г. © Власова А.М., 2014 г

#### введение

Пластическая деформация материалов сопровождается рядом эффектов, например, образованием дислокационных петель, диполей, точечных дефектов (вакансий и межузельных атомов) и вакансионных дисков, среди которых немаловажную роль играет образование дислокационных барьеров под действием приложенных напряжений. В классической литературе описываются барьеры Ломер-Коттрелла-Хирта, представляющие собой сидячие конфигурации из частичных дислокаций, соединенных вершинной дислокацией, образующиеся в результате множественного скольжения; а также завершенные и незавершенные барьеры Кира-Вильсдорфа для дислокаций в сверхструктурах. Все эти барьеры, как уже отмечалось выше, образуются в результате перестройки дислокаций под действием приложенных напряжений. Однако, как выяснилось, ряд материалов обладает парадоксальным свойством образования термоактивированных дислокационных барьеров в отсутствие внешнего напряжения. Это явление, получившее название автоблокировки дислокаций, впервые экспериментально наблюлалось В интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al. что послужило экспериментальной основой для создания новой концепции автоблокировки дислокаций в интерметаллидах этого типа.

Среди многообразия металлов, сплавов и интерметаллидов где-то в стороне стоит группа с аномальным деформационным поведением. Прежде всего, аномальным является присущий этой группе рост предела текучести в определенном температурном интервале. Аномалия предела текучести  $\sigma_y(T)$  наблюдается во многих интерметаллидах, таких как сплавы на основе Ni<sub>3</sub>Al, а также в TiAl, Ti<sub>3</sub>Al и др. Среди чистых металлов аномалия  $\sigma_y(T)$  наблюдалась только для ГПУ металлов, таких как магний, цинк, кобальт, кадмий. Аномальная зависимость  $\sigma_y(T)$ обусловлена превращениями дислокаций из скользящих конфигураций в заблокированные конфигурации (барьеры). Эти превращения представляют собой термоактивированные процессы, которым содействуют внешние напряжения. При повышении температуры выше температуры пика  $\sigma_y(T)$  происходят обратные превращения барьеров в скользящие дислокации, которые вызывают нормальный ход  $\sigma_y(T)$ . Наблюдение аномального хода  $\sigma_y(T)$  сопровождается наблюдением вытягивания дислокаций вдоль выделенных направлений, соответствующих дислокационным барьерам. Кроме того, аномальное деформационное поведение включает в себя другую особенность, присущую этой группе. Речь идет об обнаруженной сравнительно недавно блокировке дислокаций без помощи внешних напряжений (автоблокировке). Свидетельством автоблокировки является вытягивание дислокаций вдоль выделенных направлений, наблюдаемое после пластической деформации и последующего нагрева без нагрузки. При повышении температуры барьеры остаются неразрушаемыми в отличие от наблюдаемых при динамическом нагружении.

Механизм вытягивания дислокаций вдоль выделенных направлений в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al определяется движением дислокаций по многодолинному рельефу, которое осуществляется посредством разбегания принадлежащих двойному перегибу одиночных перегибов. Эффективная сила этого процесса возникает за счет разности в глубине самой глубокой и менее глубокой долин этого потенциального рельефа.

Нахождение эффекта автоблокировки в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al повлекло за собой задачу расширения круга материалов, в которых может наблюдаться автоблокировка, то есть проблему экспериментального наблюдения вытягивания дислокаций в других материалах при нагреве без нагрузки.

Таким образом, целью настоящего исследования является нахождение эффекта автоблокировки дислокаций в гексагональном плотноупакованном металле – магнии, установление закономерностей и выявление механизмов термоактивированных переходов дислокаций между долинами потенциального рельефа в Mg, сопоставление особенностей кубического скольжения {001} <110> в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al и пирамидального скольжения {1122} <1123 > в магнии.

Объектами исследования являются монокристаллы магния, поликристаллический магний, а также сплав на основе магния МА 2-1.

#### Для реализации цели исследования необходимо решить следующие задачи:

- Проведение экспериментов по предварительной пластической деформации монокристаллов магния (вдоль направлений <0001> и <1210>) и последующему нагреву без нагрузки, экспериментальное исследование дислокационной структуры монокристаллов магния с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии.
- 2. Анализ эволюции дислокационной структуры в результате нагрева без нагрузки первоначально деформированных монокристаллов магния путем проведения *gb*-анализа и следового анализа. Определение кристаллогеометрических характеристик

5

заблокированных дислокационных конфигураций (вектор Бюргерса, направление дислокационной линии прямолинейных сегментов).

- 3. Определение систем скольжения, ответственных за эффект блокировки дислокаций в отсутствие внешних напряжений в магнии.
- Модель эффекта автоблокировки в магнии с гексагональной кристаллической решеткой, выявляющая механизмы образования дислокационных барьеров в отсутствие напряжений.
- 5. Выявление общих закономерностей термоактивированного движения дислокаций пирамидальных и кубических систем по потенциальному рельефу
- Определение механизмов движения краевых сегментов (*c+a*)-дислокаций по потенциальному рельефу.

## Научная новизна

В работе впервые:

- 1. Обнаружено явление блокировки дислокаций в отсутствие приложенного напряжения в металлическом Mg.
- Определены кристаллографические характеристики заблокированных сидячих дислокационных конфигураций: вектор Бюргерса дислокаций, претерпевающих автоблокировку, а также кристаллографическое направление, вдоль которого вытягиваются дислокационные сегменты.
- 3. Выявлен механизм движения дислокационных перегибов в магнии в отсутствие приложенных напряжений.
- Предложена внутренняя структура низкоэнергетической дислокационной конфигурации, обуславливающей автоблокировку краевых сегментов (c+a) дислокации в магнии.
- 5. Путем сравнительного анализа кубического скольжения <110> {001} в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al и пирамидального скольжения {1122} <1123 > в магнии, показано, что скольжение дислокаций по исходным плоскостям, которые не являются плоскостями плотной упаковки, определяется особенностями рельефа Пайерлса; низкоэнергетические дислокационные конфигурации возникают в результате расщепления дислокаций в плотноупакованной плоскости, пересекающей исходную плоскость скольжения.

#### Научная и практическая ценность работы

В диссертационной работе рассматривается явление блокировки дислокаций в отсутствие внешних напряжений и механизмы, обуславливающие это явление, которое можно рассмотреть в контексте широкой фундаментальной проблемы термоактивированных переходов дислокаций между долинами в кристаллах с высоким напряжением Пайерлса. Блокировка движения дислокаций может служить причиной аномальной температурной зависимости предела текучести, а также других деформационных характеристик. Расширение круга материалов, демонстрирующих принципиальную возможность движения сегментов дислокационных петель без приложенных напряжений, переход от интерметаллидов к металлам, позволяет понять природу сложных явлений, уточнить, усовершенствовать и расширить концепцию автоблокировки.

В области температур до 400 °C магниевые сплавы составляют конкуренцию неметаллическим жаропрочным материалам. Каркас из заблокированных дислокаций в магнии и сплавах на его основе, являющихся неразрушаемыми при повышении температуры барьерами, имеет перспективы применения в условиях повышенных температур и низких напряжений (до σ<sub>0,2</sub>), например, при ползучести.

Аномальный ход деформационных характеристик является отличительной чертой не только металлического магния, но ряда сплавов на его основе, являющихся основным конструкционным материалом для аэрокосмической промышленности, электроники, оборудования для радиосвязи. В последние годы магниевые сплавы широко применяются в автомобилестроении с целью понижения веса конструкции и ее удешевления. В основе конструирования новых материалов, макроскопические свойства которых используются, лежат различного рода микромеханизмы блокировки дислокаций. Создание барьеров посредством термических флуктуаций можно рассматривать как один из этапов упрочнения этих материалов.

Магний и его сплавы используются в качестве накопителей водорода. Водородная энергетика получила международное признание, как одно из ведущих перспективных направлений развития глобальной энергетики в XXI веке. Магний может связывать большое количество водорода (в расчете на единицу массы) – 7,6%. Автоблокировка дислокаций в магнии открывает перспективы развития направленной сорбционной емкости магния. Плоские сидячие дислокационные конфигурации, вытянутые вдоль выделенных направлений, образуемые в результате блокировки дислокаций могут являться направленными каналами, в

которых обратимое накопление водорода идет вдоль этих направлений. Это может послужить основой для нанотранспортирования водорода.

#### Положения, выносимые на защиту

- Обнаружение явления блокировки дислокаций в металле Mg в отсутствие приложенного напряжения.
- Нахождение вектора Бюргерса дислокаций, подвергающихся автоблокировке, и определение их ориентация: это краевые (*c+a*)-дислокации, параллельные кристаллографически выделенному направлению **u**=<1100> пересечения плоскостей базиса(0001) и пирамиды второго рода {1122}. За автоблокировку в монокристаллах магния ответственна пирамидальная система скольжения второго рода {1122} < 1123 >.
- Модель образования дислокационных барьеров при нулевом внешнем напряжении в магнии, согласно которой барьер образуется в результате расщепления полной краевой (*c*+*a*)-дислокации; это плоская конфигурация, состоящая из частичных дислокаций, связанных полосами дефекта упаковки с вершинной дислокацией.
- Нахождение общих черт кубического скольжения {001} < 110 > в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al и пирамидального скольжения {1122} < 1123 > в магнии, присущих различным материалам, общим специфическим свойством которых является образование барьеров в отсутствие внешнего напряжения; низкоэнергетическая конфигурация возникает в результате расщепления в плотноупакованной плоскости, пересекающей исходную.
- Температурная аномалия предела текучести и автоблокировка в магнии (аномалии деформационного поведения) определяются двухдолинным характером потенциального рельефа дислокации при пирамидальном скольжении второго рода {1122} < 1123 >

# Апробация работы

Материалы диссертации были изложены на следующих конференциях:

XLVIII и XLIX Международная научная студенческая конференция «Студент и научнотехнический прогресс», Новосиб.гос.ун-т. Новосибирск, 2010, 2011.

ХІ, ХІ Всероссийской молодежной школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества. Екатеринбург, ИФМ УрО РАН, 2010, 2011.

ХІ, ХІІ, ХІІІ международной научно-технической уральской школы-семинара молодых ученых-металловедов. Екатеринбург, ИФМ УрО РАН, 2010,2011,2012.

II московские чтения по проблемам прочности материалов посвященные 80-летию со дня рождения академика РАН Ю.А. Осипьяна, Москва, Черноголовка, 2011.

«Физическое материаловедение»: V международная школа с элементами научной школы для молодежи: «Микромеханизмы пластичности, разрушения и сопутствующих явлений»: VI Всероссийская молодежная научная конференция, Тольятти, ТГУ, 2011.

IX Российской ежегодной конференции молодых научных сотрудников и аспирантов «Физико-химия и технология неорганических материалов», Москва, 2012.

54 международной конференции «Актуальные проблемы прочности», Екатеринбург, 2013.

## Личный вклад автора

Постановка задачи (совместно с научным руководителем Б.А. Гринберг). Ориентировка монокристаллов магния (совместно с В.А. Сазоновой). Постановка и проведение экспериментов по пластической деформации и последующему нагреву без нагрузки, а также по быстрому и медленному охлаждению монокристаллов Mg после предварительной деформации. изготовление экспериментальных образцов из литых монокристаллических заготовок, получение заготовок электронно-микроскопических фольг заданной ориентировки методами механического утонения; получение тонких фольг из таких заготовок для электронной микроскопии из магния Мg методом электролитической полировки; работа на просвечивающих микроскопах (совместно с О.В. Антоновой); обработка электронных электронномикроскопических изображений, расшифровка электронограмм, проведение *gb*-анализа, следового анализа; обсуждение полученных результатов и интерпретация экспериментальных результатов (совместно с Б.А. Гринберг); написание статей и тезисов докладов конференций.

Результаты исследований неоднократно докладывались лично диссертантом на российских и международных конференциях.

#### Достоверность полученных результатов

Достоверность результатов обеспечена корректностью постановки задачи, использованием современных методов исследования. Основные результаты получены на оборудовании отдела электронной микроскопии Центра коллективного пользования ИФМ УрО РАН «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов», который признан технически компетентным и аккредитован как испытательная лаборатория Федеральным агентством по техническому регулированию и метрологии (аттестат аккредитации рег. № РОСС RU.B503.04HЖ00.66.04.0031 действителен до 16.12.2014 г).

Работа выполнялась в Институте физики металлов УрО РАН в соответствии с планом научно-исследовательских работ по теме «Структура» (№ г.р. 01.2.006 13392) при финансовой поддержке РФФИ (грант 14-02-00015).

Соответствие содержания диссертации паспорту специальности, по которой она рекомендуется к защите. Работа соответствует формуле и пункту 1 области исследования специальности 01.04.07 – физика конденсированного состояния: «1. Теоретическое и экспериментальное изучение физической природы свойств металлов и их сплавов, неорганических и органических соединений, диэлектриков и в том числе материалов световодов как в твердом, так и в аморфном состоянии в зависимости от их химического, изотопного состава, температуры и давления».

# Публикации

По материалам диссертации опубликовано 6 печатных работ (включая 5 входящих в Перечень ВАК и 1 статья в зарубежных периодических изданиях), отражающих основное содержание работы.

## Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, 5 глав, выводов, списка цитируемой литературы и приложения. Работа содержит 115 страниц машинописного текста, 53 рисунка, 6 таблиц, 39 формул. Список цитируемой литературы включает 95 наименований.

## Глава 1 Литературный обзор

В этой главе описываются особенности движения дислокаций в кристаллах [1-4], а также приводятся результаты по первому наблюдению блокировки дислокаций в отсутствие внешних напряжений в различных интерметаллидах: Ni<sub>3</sub>(Al, Nb), Ni<sub>3</sub>Ge, TiAl [5-24]. Блокировка представляет собой элементарный акт перестройки скользящей сверхдислокации в дислокационный барьер [25-29].

#### 1.1 Движение дислокаций

# 1.1.1 Консервативное и неконсервативное движение дислокаций

Различают два типа движения дислокаций, одно из которых происходит значительно легче, чем другое. Для скольжения линии дислокации параллельно ее вектору Бюргерса (переход от рис. 1.1а к рис. 1.1в) требуются лишь сравнительно малые смещения рядов атомов A, D, E без переноса вещества.



Рисунок 1.1 – Движение дислокаций путем скольжения и переползания [1]

Для этого достаточно небольшой энергии и, следовательно, скольжение может происходить под действием небольших напряжений, при низких температурах и столь быстро, что диффузия при этом оказывается несущественной. Но возможно также движение линии дислокации перпендикулярно ее вектору Бюргерса: от А к В (рис.1.1а) путем удаления ряда атомов А или перевода их в межузельные положения или же от А к С путем добавления лишнего ряда атомов в С или раскрытия трещины. Тогда говорят, что линия дислокации совершает переползание. Очевидно, что для таких перемещений требуется значительно большая энергия или перенос вещества путем диффузии.

В общем случае для перемещения дислокационной петли из L в L'(рис. 1.2) нужно увеличить площадь поверхности разреза на δS и сдвинуть его края один относительно другого на вектор Бюргерса **b**.



Рисунок 1.2 – Смещение дислокации

а- смещение дислокационной дуги из L в L', б – поперечное сечение чертежа а [1]

В результате такого смещения вдоль периметра дислокации обычно возникает полость (или избыток вещества) объемом  $\delta V = b \delta S$ , что приводит к необходимости переноса вещества путем диффузии. Поскольку общий объем тела при этом не сохраняется неизменным, такое движение называется неконсервативным.

Консервативным же называют такое движение дислокаций, при котором никакой полости не возникает, то есть когда линия дислокации движется по цилиндрической поверхности, определяемой начальным положением дислокации и ее вектором Бюргерса. Цилиндрическая поверхность называется цилиндром скольжения. Цилиндр скольжения вполне однозначно определен в случае краевой дислокации. Винтовая же дислокация может, очевидно, скользить по любому цилиндру, образующей которого она является. Дислокация может сократиться до нуля в результате скольжения, если сечение ее цилиндра скольжения представляет собой не петлю конечной площади, а линию. Петля L с цилиндром скольжения, имеющим конечную площадь поперечного сечения, не может уменьшаться до нуля путем скольжения; к ней можно прибавить путем скольжения любую петлю  $l_2$ 'с нулевым сечением цилиндра скольжения (рис.1.3) [1].



Рисунок 1.3 – Скольжение дислокационной петли от  $l_1 \kappa l_1$ '[1]

#### 1.1.2 Закон Шмида

Напряжения, приложенные к кристаллу, вызывают появление сил, действующих на линию дислокации и вынуждающих ее к скольжению. Сила скольжения есть составляющая  $F_t$  такой силы в плоскости P, касательной к цилиндру скольжения. Она перпендикулярна линии дислокации. Плоскость P содержит вектор Бюргерса b. Следовательно, сила  $F_t$  равна скалярному произведению касательного напряжения  $\sigma_c$ , действующего на поверхности цилиндра скольжения и обусловленного приложенными напряжениями на b:

$$F_t = b\sigma_c$$
 (1.1)

Вектор **b** дает направление скольжения; это формула соответствует экспериментальному закону Шмида для пластической деформации [1].

# 1.1.3 Рельеф Пайерлса

Френкель для трактовки проблемы критического напряжения сдвига в идеальном кристалле использовал потенциальную энергию смещений, являющуюся периодической функцией, период которой, определялся межатомным расстоянием в кристалле. При аналогичном подходе к проблеме движения дислокаций можно полагать, что движущаяся дислокация характеризуется связанной со смещениями потенциальной энергией, или, более формально, свободной энергией, отражающей периодичность решетки.

Формальное решение для потенциала смещений было предложено Пайерлсом, его исследование было в дальнейшем пояснено и развито Набарро. Использование энергии Пайерлса, или переменного потенциала решеточных смещений, естественно, приводит к

необходимости рассматривать на дислокационных линиях перегибы и ступеньки. Эти конфигурации, по существу, являются деталями структуры ядра дислокации; они важны при низкотемпературном скольжении и в процессе переползания [2].

Чтобы произошло скольжение от положения а в идентичное положение в, линия дислокации должна пройти промежуточные положения, такие, как б (рис. 1.1). В общем случае, эти конфигурации характеризуются почти одинаковой энергией, так как они отличаются друг от друга только в области «плохого» кристалла в центре линии дислокаций. В положениях с минимальной энергией линия дислокации будет находиться в устойчивом равновесии. Для того чтобы дислокация прошла через положение с максимальной энергией, необходима дополнительная энергия, получаемая за счет действия на дислокацию достаточной по величине силы. Таким образом, энергия дислокации в кристалле изменяется периодически (рис.1.4).



Рисунок 1.4 – Периодические изменения энергии дислокации Е в зависимости от положения дислокации в кристалле у

а и б – два положения краевой дислокации, отличающиеся на половину периода трансляции а, в – энергия дислокации Е для положений дислокации а и б [3]

Долине (долина Пайерлса) соответствует равновесное стабильное состояние дислокации, а барьеру, разделяющему долины (барьер Пайерлса) соответствует нестабильное состояние дислокации. Очевидно, что соответствующее касательное напряжение  $\sigma_c$ , которое будет действовать в плоскости скольжения, зависит от того, в какой плоскости происходит скольжение. В случае плоскости плотной упаковки межатомные силы малы и мало меняются при переходе дислокации из положения а в положения б. Поэтому энергия активации и напряжение невелики. Но она оказываются большими в случае неплотно упакованных плоскостей скольжения.

Модель Пайерлса-Набарро является весьма приближенной. Поэтому выражения (1.2) и (1.3) могут дать только порядок величины для энергии активации  $\Delta W$  не единицу длины линии дислокации (1.2) и критического напряжения сдвига  $\sigma_c$  (1.3) и то лишь для достаточно простых решеток.

$$\Delta W \approx \frac{\mu b^2}{2\pi K} e^{\frac{-2\pi a}{Kb}} \quad , \tag{1.2}$$

$$\sigma_c \approx \frac{2\mu}{K} e^{\frac{-2\pi a}{Kb}} , \qquad (1.3)$$

Напряжения Пайерлса-Набарро, вероятно, малы для дислокаций с малыми векторами Бюргерса, то есть вдоль плотноупакованных рядов в элементарных решетках, если искаженные связи в «плохом» кристалле носят, главным образом, металлический или мультиполярный характер.

В более сложных структурах вдоль плоскости скольжения имеется обычно более одного атома на элементарную ячейку. В таких условиях скольжение часто затруднено, так же как скольжение в элементарных решетках по неплотно упакованным плоскостям. В этом случае напряжение Пайерлса-Набарро может уменьшиться в силу процессов двух типов.

Дислокации с большими векторами Бюргерса расщепляются на частичные дислокации с меньшими векторами, в результате чего скольжение становится легче. Если для расщепления необходима перестройка атомов, то есть если движение атомов около плоскости скольжения сложнее простой трансляции параллельно вектору Бюргерса, то скольжение частичной дислокации может быть все же затруднено.

В соответствие с предположениями чистые кристаллические вещества можно, повидимому, разделить на три класса:

1. Кристаллы, в которых скольжение происходит легко при всех температурах: металлы и металлические сплавы; слоистые структуры вдоль плоскостей их слоев.

- Кристаллы, в которых скольжение происходит легко при комнатной температуре и выше, но при очень низких температурах становится более трудным: ОЦК переходные кристаллы с заметной ковалентностью, ионные кристаллы
- 3. Кристаллы, в которых скольжение происходит только при высоких температурах: ковалентные структуры (алмаз), слоистые структуры поперек слоев [1].

# 1.1.4 Перегибы на дислокациях

В кристалле с изотропными упругими постоянными из-за энергии ядра дислокация, лежащая параллельно плотно упакованному ряду является особенно устойчивой; для любого другого направления некоторые точки вдоль линии дислокации находятся в неустойчивых положениях (рис. 1.1.б). Если концы дислокации А и В закреплены, то в равновесном положении она должна принимать форму ломаной линии, тем более четко выраженную, чем больше энергия Пайерлса-Набарро. Длина отрезка CD, лежащего вдоль плотноупакованного ряда, должна быть такой, чтобы проекции сил линейного натяжения на плотно упакованное направление взаимно уравновешивались, откуда следует, что (1.4):

$$\cos\alpha = \frac{W_0}{W_0 + \Delta W} \tag{1.4}$$

где  $\Delta W$  – энергия активации, W –энергия дислокации

Если в плоскости скольжения дислокации имеется два плотноупакованных направления, расположенных друг относительно друга под углом β меньшим α, то дислокация будет располагаться только вдоль плотноупакованных направлений (рис.1.5).



Рисунок 1.5 – Ломаные дислокации [1]

Во многих материалах скольжение происходит под действием приложенных напряжений, значительно меньших напряжения Пайерлса-Набарро σ<sub>c</sub>, если последнее вычислять по формуле (1.1). В большинстве материалов ломаные дислокации не наблюдаются.

Использование энергии Пайерлса, или переменного потенциала решеточных смещений, естественно, приводит к необходимости рассматривать на дислокационных линиях перегибы и ступеньки [4]. Эти конфигурации, по существу, являются деталями структуры ядра дислокации; они важны при низкотемпературном скольжении и в процессе переползания [2].

Пусть дислокация закреплена в двух различных долинах Пайерлса, притом эти долины находятся рядом. Участок дислокационной линии, на котором происходит ее переход из одной долины Пайерлса в другую (соседнюю), называется перегибом (рис. 1.6).



Рисунок 1.6 – Перегиб на дислокационной линии при переходе дислокации из одной долины Пайерлса в другую [1]

Ширина перегиба w определяется соотношением между линейным натяжением дислокационной линии, которое стремится сделать дислокацию прямой и, следовательно, перегиб возможно более широким, и энергетическим барьером между двумя долинами, который приводит к тенденции иметь по возможности самый резкий переход от одной долины к соседней. Так как перегиб есть ни что иное как короткий отрезок дислокационной линии, он имеет тот же вектор Бюргерса b, что и дислокационная линия, частью которой он является. В зависимости от направления, в котором дислокационная линия в перегибе пересекает барьер Пайерлса, можно говорить о положительных или отрицательных перегибах. Определение знака одного из этих двух видов перегибов является произвольным.

#### 1.2 Температурная аномалия предела текучести в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al

Характерной особенностью, присущей некоторым из интерметаллиды, является температурная аномалия предела текучести  $\sigma_y(T)$ , т.е. рост  $\sigma_y(T)$  с повышением температуры в определенном температурном интервале (так называемая положительная температурная зависимость  $\sigma_y(T)$ ). Впервые наблюдаемая в сплаве Ni<sub>3</sub>Al аномалия  $\sigma_y(T)$  далее обнаружена во многих сплавах со сверхструктурой L1<sub>2</sub>, а также с другими сверхструктурами. Обнаружены и другие особенности деформационного поведения интерметаллидов в области аномального хода  $\sigma_y(T)$ : аномальная зависимость коэффициента упрочнения  $\theta(T)$  от температуры и слабая зависимость напряжения течения от скорости деформации  $\varepsilon$ . Наличие заблокированных сверхдислокаций в области аномального хода  $\sigma_y(T)$  и смена окраэдрического скольжения кубическим при переходе через температуру пика  $\sigma_y(T)$  сопровождают немонотонный ход температурных характеристик [1].

На рис. 1.7 приведена температурная зависимость предела текучести  $\sigma_y(T)$ для различно ориентированных монокристаллов Ni<sub>3</sub>(Al, Nb) [30]. Температура пика  $T_{\text{max}}$  меняется в пределах (750-950°C) [25], (750-1150°C) [26].



Рисунок 1.7 – Температурная зависимость предела текучести  $\sigma_y(T)$  для монокристаллов Ni<sub>3</sub>(Al, Nb), имеющих различную ориентацию [30]

На рис. 1.8 приводится температурная зависимость предела текучести для монокристаллов Ni<sub>3</sub>Ge



Рисунок 1.8 – Температурная зависимость предела текучести σ<sub>0.2%</sub>(*T*) для монокристаллов Ni<sub>3</sub>Ge [31]

Видно, что при всех ориентировках кроме ориентировки [001] наблюдается аномальный ход в различных температурных интервалах.

Хорошо видно, что закон Шмида - Боаса выполняется для кубического скольжения за пиком аномалии и не выполняется для октаэдрического скольжения в области положительной температурной зависимости механических характеристик (рис. 1.8). Наблюдаются существенные качественные изменения в общем характере зависимости предела текучести от при изменении ориентации оси деформации кристаллов от вершины температуры стереографического треугольника [001] к вершине [111]. Это, в свою очередь, позволяет разделить полученные зависимости на жесткие ориентации, вблизи угла [001], и более мягкие ориентации в центре и ближе к полюсу [11] на стереографическом треугольнике. Для кристаллов жестких ориентаций наблюдается сильное термическое упрочнение (в случае ориентации [139] от минимального значения предел текучести возрастает более чем на порядок, в ориентации [001] - в семь раз). Максимум на кривой  $\tau_{0.2\%}(T)$  смещен в область более высоких температур по отношению к остальным исследованным ориентациям: Т=550 К для

ориентации [139], в ориентации [001] предел текучести возрастает либо остается практически постоянным на всем исследованном температурном интервале. Для жестких ориентаций выделяются две стадии термического упрочнения на восходящей ветви аномалии. Обнаруживается стадия с относительно медленным возрастанием предела текучести (для ориентации [139] интервал 77 - 400 K, для [001] интервал 4,2 - 320 K) и стадия с высокой скоростью роста предела текучести (для [139] - интервал 400 - 550 K, для [001] - интервал 320 - 650 K). Уменьшение предела текучести также двухстадийно: стадия с высокой скоростью термического разупрочнения сменяется медленным снижением предела текучести с температурой (ориентация [139]).

Вид кривых  $\tau_{0,2\%}(T)$ , полученных для «мягких» ориентаций ([111], [234], [4917]), качественно отличается от рассмотренных выше. В этом случае (ориентации [111] [234]) на зависимости  $\tau_{0.2\%}(T)$  наблюдаются два максимума: низкотемпературный, приходящийся на температуры, лежащие вблизи комнатной (Т≈297 К, Т≈250 К), и высокотемпературный, выраженный менее ярко и носящий размытый характер. Значение температуры второго максимума принадлежит интервалу 550-650 К. В целом, на этих температурных зависимостях выделяются три стадии: стадия возрастания предела текучести до максимального значения, стадия достаточно резкого уменьшения предела текучести и стадия, соответствующая второму максимуму. Следует отметить, что для сплавов с высокой энергией АФГ характерна зависимость предела текучести в области криогенных температур. В аномальная монокристаллах сплава Ni<sub>3</sub>Ge это прослежено для трех ориентаций: [001], [11], [234] [15]. Уменьшение энергии АФГ в сплавах со сверхструктурой L1<sub>2</sub> приводит к существенным изменениям зависимостей предела текучести от температуры. В низкотемпературной области возникает характерная для чистых металлов отрицательная зависимость  $\tau_{0.2\%}(T)$  ( $\Delta \tau / \Delta T \leq 0$ ). Затем эта стадия сменяется аномальным ростом напряжений течения с температурой, однако для неё характерна более низкая (по сравнению с наблюдаемыми на сплавах с высокой энергией АФГ) скорость термического упрочнения, и более низкие максимальные значения деформирующих напряжений, соответствующие пику температурной аномалии [31].

# 1.3 Автоблокировка дислокаций в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al

Впервые автоблокировка дислокаций как превращение скользящих дислокационных конфигураций в заблокированные наблюдалась экспериментально в интерметаллиде Ni<sub>3</sub>(Al, Nb). Далее будут показаны результаты экспериментов по предварительному деформированию монокристаллов Ni<sub>3</sub>(Al, Nb) и последующему отжигу без нагрузки.

Монокристаллы с ориентацией [251] деформировали при 77 К. Как видно из рис. 1.9, это типичная для низких температур дислокационная структура сплавов типа Ni<sub>3</sub>Al, состоящая из криволинейных дислокаций в плоскостях октаэдра. Последующий нагрев без нагрузки проводили при 100°C в течение 10 и 15 мин. Достаточно низкая температура нагрева была выбрана для того, чтобы сделать возможным наблюдение начальных стадий блокировки.



Рисунок 1.9 – Дислокационная структура монокристаллов Ni<sub>3</sub>(Al, Nb) с ориентацией [251] после деформации при 77 К: а – плоскость фольги параллельна первичной плоскости скольжения (11); б – плоскость фольги параллельна плоскости (100) [12]

На рис. 1.10а приведено светлопольное изображение дислокационной структуры в плоскости (100) после деформации є≈3% при –196°С. Наблюдаются криволинейные дислокации.



Рисунок 1.10 – Ni<sub>3</sub>(Al, Nb): НТ деформация и последующий нагрев без нагрузки; плоскость фольги (B0); а - с.п. изображение дислокационной структуры после деформации при –196°С; бс.п. панорамное изображение после дополнительного отжига при 100°С, 10мин; в- т.п. снимок, g=[311], о.з [B0] [19]

На рис. 1.10б приведено светлопольное изображение дислокационной структуры после последующего отжига при 100°С, 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]. Вектор Бюргерса также направлен вдоль [01], что однозначно подтверждено исчезновением контраста на дислокациях в рефлексах: [311] и [111]. Пример такого погасания приведен на темнопольном снимке для g=[311] (рис. 1.10в). В данном случае наблюдается система скольжения DII. Это свидетельствует об отклонении от точной ориентировки [ $\overline{251}$ ], при которой можно было ожидать наблюдения только системы DI. На рис. 1.10б можно видеть начальные стадии вытягивания дислокации вдоль выделенного

направления, каким в данном случае является направление вектора Бюргерса: наблюдается переход от криволинейного сегмента к прямолинейному.

Микрофотографии, полученные после нагрева образцов при 200 °C, 20 мин и 500 °C, 1 ч, приведены на рис. 1.11. Видно, что после нагрева, независимо от температуры, наблюдаются длинные заблокированные прямолинейные сегменты. Согласно рис. 1.11 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 они принадлежат одновременно плоскостям октаэдра и куба. С помощью **gb** анализа показано, что заблокированные дислокации являются винтовыми. Ось дислокаций однозначно определялись по их проекциям в трех различных сечениях обратной решетки (100 ),  $(12\overline{1})$ ,  $(\overline{4}11)$ , с последующей компьютерной обработкой. Для определения вектора Бюргерса использовался анализ контраста дислокаций в различных рефлексах.



Рисунок 1.11 – Дислокационная структура после деформации при 77 К и последующего нагрева: а – 200°С, 20 мин; б – 500°С, 1 ч. Плоскость фольги параллельна плоскости (100) поперечного скольжения [12]

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  $\sigma_v(T)$ . На рис. 1.12а приведены микрофотографии дислокационной структуры, предварительной деформации. Это наблюдаемой после характерная ДЛЯ данного температурного интервала структура, состоящая из заблокированных дислокаций. Обращает на себя внимание сходство данной структуры (рис. 1.12а) с наблюдаемой в результате нагрева после НТ деформации: в обоих случаях оси барьеров взаимно перпендикулярны. При последующем нагреве дислокационная структура изображенная на рис. 1.12а, практически сохраняется (рис. 1.12б).



Рисунок 1.12 – Деформация при 300 °С (а) и последующий нагрев при 800 °С, 1 ч (б); плоскость фольги параллельна плоскости (100) [12]

Это показывает стабильность барьеров относительно повышения температуры без нагрузки, тогда как при динамическом нагружении при  $T>T_{\text{max}}$  барьеры не наблюдаются. Из сравнения ТЭМ изображений сверхдислокаций на рис. 1.12а и 1.12б можно видеть, что после нагрева прямолинейный характер дислокационных линий еще более усиливается: исчезают суперкинки и криволинейные сегменты.

Монокристаллы Ni<sub>3</sub>(Al, Nb) с ориентировкой [ $\overline{2}51$ ] деформировали при температуре 800 °С. При последующем нагреве (200°С, 1 ч) наблюдались длинные заблокированные прямолинейные сегменты (рис. 1.13). На рис. 1.13а,б приведены светлопольные изображения дислокации *I* в плоскости (100). Ее вектор Бюргерса **b**<sub>1</sub>=[011] был установлен по погасанию дислокации в рефлексе **g**=[ $0\overline{2}2$ ] (рис. 1.13в). На рис. 1.13д, е приведены светлопольное и темнопольное изображения дислокации *3* в плоскости (010). Исчезновение контраста от этой дислокации наблюдалось в рефлексе **g**=[202] (рис 1.13е), что однозначно указывает на ее

вектор Бюргерса **b**<sub>3</sub>=[101]. Оси дислокаций *1* и *3* совпадают с направлениями их векторов Бюргерса, так что заблокированные дислокации *1* и *3* являются винтовыми. Исходные дислокации с такими векторами Бюргерса принадлежат действующим при ВТ деформации системам скольжения, имеющим среди кубических систем наибольшие факторы Шмида.



Рисунок 1.13 – Дислокационная структура после деформации при 800°С и нагрева при 200°С, 1 ч: а, б: светлопольное изображение, плоскость фольги параллельна плоскости (100); в – темнопольное изображение, g=[022], о.3.[100]; г, д : светлопольное изображение, плоскость фольги параллельна плоскости (010); е – темнопольное изображение, g=[202], о.3.[010][12]

Автоблокировка дислокаций не наблюдалась в интерметаллиде Ni<sub>3</sub>Fe [32,33]. Происхождение упоминаемого выше пика на кривой  $\sigma_y(T)$  для Ni<sub>3</sub>Fe не связано с термоактивированной блокировкой дислокаций.

Автоблокировка в монокристаллах Ni<sub>3</sub>Ge наблюдалась несколько позднее, чем автоблокировка в Ni<sub>3</sub>(Al, Nb).

Температура предварительной деформации была выбрана значительно выше температуры  $T_{\text{max}}$  и составляла 400 °С. Будем, как и ранее, называть такую деформацию высокотемпературной (ВТ).

На рис. 1.14 приведена микрофотография дислокационной структуры, наблюдаемой после ВТ деформации. Как видно из рис. 1.14а, это типичная для высоких температур дислокационная структура сплавов типа Ni<sub>3</sub>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. 1.14.6, в), полученных после последующего нагрева при 100°С, 10 мин.



Рисунок 1.14 – Дислокационная структура Ni<sub>3</sub>Ge: а – светлопольное изображение после деформации при 400 <sup>о</sup>C; б, в – светлопольные изображения после нагрева [34]

Петля (рис. 1.14в), лежащая в плоскости (010) 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.

Для исходных кубических систем скольжения заблокированными при последующем нагреве являются винтовые дислокации.

После предварительной деформации <111> монокристалла Ni<sub>3</sub>Ge при 400°C и быстрого охлаждения (в воду) наблюдается характерная для ВТ деформации дислокационная структура,

которую удается зафиксировать именно благодаря быстрому охлаждению. Однако после деформации при 400°C с последующим медленным охлаждением (вместе с печью, ~1час) наблюдаются, напротив, прямолинейные дислокационные сегменты.



Рисунок 1.15 – Дислокационная структура Ni<sub>3</sub>Ge после деформации при 400 <sup>о</sup>С и медленного охлаждения: а, б - светлопольные изображения, плоскость фольги параллельна (010);в - темнопольное изображение  $g=[\overline{1}1\overline{1}]$  о.з. [110]; г - темнопольное изображение g=[311] о.з. [ $\overline{1}30$ ] [34]

Если сравнивать дислокационную структуру после медленного охлаждения с наблюдаемой после быстрого охлаждения, то можно заметить, что в результате медленного охлаждения, как и при нагреве без нагрузки быстро охлажденного образца, 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. 1.15а, был проведен **gb**-анализ. Установлено, что длинные дислокации (1) являются винтовыми с вектором Бюргерса  $\mathbf{b} = [\overline{1}01]$ . Их погасание в рефлексе  $\mathbf{g} = [\overline{1}1\overline{1}]$  видно на рис. 1.15в. Дислокации данной серии принадлежат системе скольжения в плоскости (010) с наибольшим фактором Шмида. На рис. 1.15б 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. 1.15 в) в рефлексе  $\mathbf{g}=[\overline{1}1\,\overline{1}]$  позволяет отнести их к системе скольжения [011](100). Дислокации (**3**) принадлежат системе [01 $\overline{1}$ ](001), их погасание в рефлексе  $\mathbf{g}=[311]$  приведено на рис. 1.15г. Таким образом, медленное охлаждение после предварительной деформации приводит к автоблокировке дислокаций в Ni<sub>3</sub>Ge, как и обсуждаемый выше нагрев без нагрузки.

## 1.4 Температурная аномалия в сплавах типа TiAl

Сплав  $\gamma$ - ТіАl один из самых известных среди интерметаллидов, имеющих сверхструктуру LI<sub>0</sub>. Это слоистая сверхструктура с тетрагональной решеткой, что определяет многие особенности как скользящих дислокаций, так и дислокационных барьеров. На рис.1.16 приведены кривые  $\sigma_y(T)$  для монокристаллов TiAl различных ориентировок. Аномальный ход  $\sigma_y(T)$  наблюдается при всех изучаемых ориентировках. Как видно из рис. 1.16, типичная для TiAl форма кривой  $\sigma_y(T)$  включает в себя сильную нормальную зависимость при низких температурах (область I [35]), аномальный ход при промежуточных температурах (область II [36]), нормальный ход при высоких температурах (область III [36]). 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<sub>3</sub>Al. Для сплава Ti-56Al температурный ход предела текучести представлен на рис. 1.16в [29]. Здесь кривые  $\sigma_y(T)$  несколько отличаются по своей форме от приведенных на рис. 1.16а, б. Это отличие состоит, в частности, в том, что на рис. 1.16 в предел текучести остается почти постоянным от комнатной температуры до ~500 °C.



Рисунок 1.16 – Кривые  $\sigma_y(T)$  для монокристаллов TiAl: (а)-при низких температурах [27]; (б)-при промежуточных и высоких температурах [36];для монокристалловTi-56Al [29].

## 1.5 Блокировка дислокаций в сплавах типа TiAl

 $L1_0$ 

Рисунок 1.17. – Сверхструктура LI<sub>0</sub>

атомы разного сорта расположены в чередующихся плоскостях. Ось *c*, перпендикулярная указанным плоскостям, параллельна направлению <001>. В сплавах данного типа решетка при упорядочении, как правило, становится тетрагональной. Благодаря слоистому расположению одноименных атомов, различные направления сдвига <101> не являются эквивалентными. В результате в сверхструктуре L1<sub>0</sub> существуют как одиночные дислокации с вектором Бюргерса 1/2 < 110>, перпендикулярным оси *c*, так и сверхдислокации с векторами Бюргерса типа <101>.

Для обозначения векторов Бюргерса и плоскостей скольжения дислокаций в сверхструктуре  $L1_0$  будет использоваться символика Томпсона. Если ось *с* параллельна [001], то в плоскости (111) вектор Бюргерса одиночной дислокации есть **BA**(d), а векторы Бюргерса сверхдислокаций: 2**CA**(d) и 2**CB**(d).

В сверхструктуре L1<sub>0</sub>, кроме одиночных дислокаций и сверхдислокаций с вектором Бюргерса типа <101>, возможны сверхдислокации с вектором Бюргерса 1/2<112>. Возникновение свердислокаций с таким необычным вектором Бюргерса связано со слоистым характером сверхрешетки L1<sub>0</sub>. Существенно, что вектор Бюргерса типа 1/2<112> меньше по модулю, чем вектор <101>: отношение квадратов их модулей составляет, как нетрудно видеть, 3/4. Поэтому сверхдислокация 1/2<112] имеет меньшую энергию, чем сверхдислокация <101>.

В слоистой сверхструктуре L1<sub>0</sub> (рис. 1.17)

Сверхдислокации 1/2<112] могут возникать в результате взаимодействия с одиночной дислокацией:

$$2CA+AB=(CA+CB)$$
(1.5)

Изменение энергии  $\Delta E$  в результате реакций

$$\mathbf{b} \Leftrightarrow \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2$$
 (1.6)

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

$$\Delta E_{\mathbf{b}} = \psi(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2) \ln \frac{R}{r_o}$$
(1.7)

где величина  $\psi(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2)$  определяется выражением (1.2). Реакция  $\mathbf{b} \Rightarrow \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2$  энергетически выгодна, если  $\Delta E_{\mathbf{b}} > 0$ . В противном случае энергетически выгодна реакция  $\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 \Rightarrow \mathbf{b}$ . Используя (1.7), сразу получаем, что реакция (1.1) образования сверхдислокации 1/2<112> энергетически выгодна при любой ориентации дислокации.

Все три типа дислокаций наблюдались в сплавах со сверхструктурой L1<sub>0</sub>. Результаты исследования эволюции дислокационной структуры с температурой для сплава TiAl приведены в [37-40].

Вследствие слоистого характера сверхструктуры L1<sub>0</sub>, неэквивалентными являются не только направления полного сдвига <101>, но также и направления частичного сдвига типа <112>. В каждой плоскости {111} один из **f**-векторов частичных сдвигов, а именно тот, который перпендикулярен вектору Бюргерса одиночной дислокации, описывает сверхструктурный дефект упаковки (СДУ). Другие два **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:

$$\gamma' \cong \varsigma >> \gamma \tag{1.8}$$

Поскольку вектор Бюргерса одиночной дислокации и **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. 1.18).



Рисунок 1.18 – Возможные расщепления скользящих дислокаций; использованы обозначения: линия-СДУ, двойная линия-КДУ; ломаная линия-АФГ [5]

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 Бюргерса 1/2<112> гораздо меньше (примерно на порядок), чем для сверхдислокации с вектором Бюргерса <101>. Следует подчеркнуть, что именно от величины указанного расщепления зависит возможность рекомбинации и последующего поперечного скольжения, которое и приводит к термоактивированной блокировке (и автоблокировке) сверхдислокаций.

Скользяшие конфигурации сверхдислокации 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 <101> и 1/2<112> изображены схематически на рис. 1.19. 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<sub>0</sub> могут существовать барьеры Кира-Вильсдорфа, которые хорошо известны для сверхструктуры L1<sub>2</sub>. Общим свойством сверхструктур L1<sub>2</sub> и L1<sub>0</sub> является анизотропия энергии A $\Phi\Gamma$ : наименьшую энергию  $\zeta'$  имеет A $\Phi\Gamma$  в плоскости куба с вектором сдвига 1/2<101>. Поэтому в сверхструктуре L1<sub>0</sub> возможно возникновение барьеров путем поперечного скольжения дислокации типа 1/2<101>, 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<sub>2</sub>. Схематически конфигурации барьеров Кира-Вильсдорфа в сверхструктуре L1<sub>0</sub> изображены на рис. 1.19.



Рисунок 1.19– Различные конфигурации барьеров типа "крыши" и барьеров Кира-Вильсдорфа [5]

Разнообразие этих конфигураций связано с тем, что, во-первых, их суммарный вектор Бюргерса может быть не только <101>, но и 1/2<112>, 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 ½<112>. Именно разрушение такого барьера является наиболее легким процессом разблокировки сверхдислокаций. Разрушение же барьеров 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 <101> барьеров в TiAl был подтвержден при исследовании автоблокировки.

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 рис. 1.20 приведены светлопольные изображения типичной микроструктуры, наблюдаемой после деформации при комнатной температуре.



Рисунок 1.20 – Микроструктура интерметаллида TiAl после деформации при комнатной температуре: а) дислокационные диполи, содержащие дефекты упаковки, светлопольное изображение; б) криволинейные дислокации [21]

Видны криволинейные дислокации, а также диполи на сверхдислокациях. содержащие СДУ. При последующем нагреве (300 °C, 1 ч) без нагрузки произошло радикальное изменение дислокационной структуры. Наблюдаются длинные заблокированные прямолинейные сегменты (рис.1.21а).


Рисунок 1.21 – Микроструктура интерметаллида TiAl после деформации при комнатной температуре и отжига при 300°С, 50 минут: а) 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=[1]1], о.з. [21]; 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 [21]

Дислокации **A** (**A**, **B**, **C** для трех типов дислокаций, имеющих векторы Бюргерса, равные соответственно: <101>, 1/2<112>, 1/2<110>) видны в рефлексах [1]1], [020], [001] (рис. 1.21в, г), но погасают при **g**=[022] (рис.1.21б). Отсюда сразу следует, что вектор Бюргерса дислокации **b**<sub>A</sub>=[01]].Следовой анализ изображения в (100), (72) и (21) отражающих плоскостях показывает, что направление оси сверхдислокаций **A** близко к [01], так что заблокированная **A**-сверхдислокация является винтовой.

Идентификация дислокаций **B**, **C** проводилась подобным образом. Показано, что их оси параллельны направлениям [101] и [10] соответственно. Погасание **B**<sub>1</sub>наблюдали при **g**=[022] и

**g**=[11]]. Для **g**=[111]на дислокации формировался контраст, характерный для условия **gb**=1. Данный результат возможен только для дислокации с вектором Бюргерса **b**<sub>B1</sub>=1/2[112]. Дислокация с таким вектором Бюргерса и осью **u**<sub>B1</sub>=[101] является 30-градусной. Легко показать, что для дислокации **B**<sub>1</sub> при **g**=[022] выполняется условие **g**·(**b**×**u**)=0, что объясняет ее погасание в указанном рефлексе. Дислокация **B**<sub>2</sub> была видна во всех использованных рефлексах, а для отражений [111],[020] и [001] выполняется условие **g**·**b**=1. Отсюда следует, что ее вектор Бюргерса **b**<sub>B2</sub> =1/2[112] и составляет угол, равный 30° с направлением оси [110].

Таким образом, сверхдислокации как **А**-типа с векторами Бюргерса <101>, так и **В**-типа с векторами Бюргерса 1/2<112> испытывает автоблокировку. Однако в заблокированной форме они имеют разную ориентацию: винтовую для **А**-типа и 30-градусную для **В**-типа.

На рис. 1.21д видна группа вытянутых дислокаций. Для этих дислокаций условие погасания **gb**=0 выполняется при **g**=[002] и **g**=[11], так что их вектор Бюргерса **b**<sub>C</sub> =1/2[1 $\overline{10}$ ]. Они содержат длинный винтовой сегмент, заблокированный вдоль направления [1 $\overline{10}$ ], 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. 1.21е).

Наблюдаемая сверхдислокация является заблокированной и имеет 30-градусную ориентацию, как и другие дислокации **В**-типа.

Отжиг при температуре 700°С, 20 мин приводит к заметному снижению плотности дислокаций и формированию дислокационных стенок (рис. 1.22а). Однако, по-прежнему наблюдаются заблокированные дислокации трех типов. В данном случае ограничимся тем, что приведем фрагмент микроструктуры, содержащий одиночные дислокации (рис. 1.22б-г).



Рисунок 1.22. – Микроструктура интерметаллида TiAl после деформации при комнатной температуре и отжига при 700°С: а) дислокационные стенки; б) с.п. изображение одиночных дислокаций; в) т.п. изображение в рефлексе g=[111]; г) т.п. изображение в рефлексе g = [111], о.з. [01] [21]

Векторы Бюргерса этих дислокаций определены как  $\mathbf{b}_{C1}=1/2$  [110] и  $\mathbf{b}_{C2}=1/2$  [110]. Погасание дислокаций  $\mathbf{C}_1$  в нескольких использованных рефлексах, среди которых [111] (рис. 1.22в) и [10], позволили однозначно установить их вектор Бюргерса. Для дислокации  $\mathbf{C}_2$  условие  $\mathbf{gb}=0$  выполнялось для рефлексов [111] (рис. 1.22г) и [110]. Оси дислокаций вычислялись по их проекциям в сечениях обратной решетки (122), (01) и (376).

Заблокированные сверхдислокации с суммарным вектором Бюргерса типа <101> в TiAl при повторной ВТ деформации остаются заблокированными, тогда как в сплавах типа Ni<sub>3</sub>Al превращаются в скользящие.

Кроме того, было обнаружено, что в процессе деформации одиночные дислокации теряют свою прямолинейность и по всей длине на них появляется большое количество перегибов.

# 1.6 Особенности деформационного поведения магния и его основные физические свойства

Гексагональной плотноупакованной решеткой обладают большинство металлов находящихся в II, III, IV, V, VI группах периодической системы Д.И. Менделеева. К числу таких металлов относится магний Mg. Этот металл расположен во II группе, в главной подгруппе Периодической системы элементов и относится к щелочноземельным металлам. Его атомный радиус составляет 0,16 нм, постоянные решетки равны a=0,321 нм, c=0,521 нм, отношение c/a=1,624, температура плавления  $T_{n,n}=651$  °C. Mg принадлежит к пространственной группе  $P\widetilde{6_3}/mmc$  ( $D_{6h}^4$ ). Структурный тип АЗ. В базис ячейки входят два атома [[0,0,0; 2/3,1/3,1/2]]. Октаэдрические поры радиусом 0,41г имеют координаты [[1/3,2/3,1/4; 1/3,2/3,3/4]], тетраэдрические поры радиусом 0,225г имеют координаты [[2/3,1/3,1/8; 2/3,1/3,7/8; 0,0,3/8; 0,0,5/8]] [41].

Благодаря сильной кристаллографической анизотропии в ГПУ-кристаллах определение элементов скольжения представляет некоторые трудности по двум причинам: большого разнообразия плоскостей и направлений скольжения, а также вследствие того, что некоторые потенциально возможные элементы скольжения при экспериментальных исследованиях маскируются другими системами, работающими при меньших скалывающих напряжениях, так что их можно обнаружить лишь при специальных условиях нагружения [42].

ГПУ-кристаллы легко деформируются путем скольжения в базисной плоскости (0001) в одном из направлений плотнейшей упаковки типа  $\frac{1}{3} < 2\overline{110} > (a$ -дислокации) [43-45]. Однако когда исключено или затруднено базисное скольжение, скольжение может происходить по плоскостям пирамиды I рода {0111} в направлении  $\frac{1}{3} < 2\overline{110} > (a$ -дислокации) и  $\frac{1}{3} < 2\overline{113} > ((a+c)$ -дислокации) (рис.1.23 а), пирамиды II рода { $\overline{2112}$ } в направлении  $\frac{1}{3} < 2\overline{113} > ((c+a)$ -дислокации) (рис. 1.23 б), по плоскостям призмы { $0\overline{110}$ } в направлении плотнейшей упаковки  $\frac{1}{3} < 2\overline{110} > (a$ -дислокации) (рис.1.23 в).



Рисунок 1.23 – Плоскости скольжения и векторы Бюргерса дислокаций в ГПУ кристаллах: а – пирамида I, б – пирамида II, в – призма [41].

Все плоскости скольжения указаны на гномостереографической проекции (рис. 1.24)



Рисунок 1.24 – Гномостереографическая проекция плоскостей скольжения в магнии с учетом соотношения с/а

Первым ГПУ-кристаллом, дислокационная структура которого изучалась электронномикроскопически был кадмий [46,47]. Были рассмотрены дислокационные структуры, образованные в результате базисного и небазисного скольжения в широких температурных интервалах.

Магний обладает аномальным деформационным поведением. На рис. 1.25 изображена температурная зависимость предела текучести, приведенного к пирамидальному скольжению [41]. Деформация проводилась сжатием монокристалла параллельно оси <0001>.



Рисунок 1.25 – Предел текучести (приведенный к пирамидальной системе скольжения второго рода) монокристалла магния в зависимости от температуры [48]

Из рис. 1.25 видно, что 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  $T_{\text{max}}$ .

Электронно-микроскопическое исследование [48] показало, что пластическая деформация в магнии при сжатии вдоль оси <0001> осуществляется пирамидальными системами скольжения второго рода с векторами Бюргерса (*c*+*a*). При температурах ниже 270 К и выше 375 К, то есть в температурном интервале, соответствующем нормальному ходу предела текучести после деформации наблюдаются дислокации в криволинейной форме. В области аномального хода  $\sigma_y(T)$ , то есть в интервале от 270 К до 375 К наблюдаются большие петли в плоскости пирамиды второго рода с вытянутыми вдоль кристаллографического направления типа < 1010 > прямолинейными краевыми сегментами (рис. 1.26).



Рисунок 1.26 – Дислокационная структура <0001> монокристалла магния, деформированного при 350 К: а - большие петли, вытянутые в направлении  $[10\overline{1}0]$  (В); формирование рядов петель, параллельных  $[10\overline{1}0]$  (А); плоскость фольги отклонена на 5° от (1  $\overline{2}12$ ); проекция направления  $[10\overline{1}0]$  на плоскости фольги (Р); б – краевые сегменты (с+а) дислокаций (В); ряды петель вдоль направления [1010] (С); петли с дефектами упаковки (А); плоскость фольги между ( $1\overline{2}14$ ) и ( $1\overline{2}16$ ) [48]

Сопутствующее наблюдение маленьких петель является результатом скольжения дислокационного сегмента, имеющего фиксированную точку, образования диполя и разбиения его на призматические петли.

Несколько позже была опубликована работа [49], в которой не была обнаружена температурная аномалия предела текучести  $\sigma_y$  (*T*) для магния. Также, как в [48], деформация осуществлялась сжатием монокристаллов магния вдоль оси с (с точностью до 2°). На рис. 1.27 приведены деформационные кривые для <0001> монокристаллов магния при температурах 100, 200, 300, 400 и 500 °C.



Рисунок 1.27 – Деформационные кривые для <0001> монокристаллов магния при различных температурах [49]

Было установлено, что действующими в интервале температур от комнатной до 500 °C являются пирамидальные системы скольжения второго рода, но наблюдались также и a – дислокации, образованные в результате базисного скольжения. На рис. 1.28 отчетливо видны прямолинейные (c+a) краевые дислокации, лежащие в плоскости пирамиды второго рода и вытянутые вдоль направления <  $\overline{1010}$  >.



Рисунок 1.28 – Дислокационная структура <0001> монокристаллов магния; а - сжатие на 1% при 200 °C; плоскость фольги параллельна плоскости (11 $\overline{2}$ 0); б - сжатие на 1.3% при 150 °C [49]

Температурная аномалия предела текучести была обнаружена для <1120> монокристаллов магния (рис. 1.29).



Рисунок 1.29 – Предел текучести монокристаллов магния и сплавов Mg-Li, Mg-Zn, деформированных вдоль направления <1120>, в зависимости от температуры [50]

На рис. 3.7 изображена температурная зависимость аксиального предела текучести для магния и магниевых сплавов [50]. Деформация растяжением проводилась вдоль оси, параллельной вектору  $<11\overline{2}0>$ . Как видно из рис. 3.7, аномальный ход  $\sigma_y(T)$  для магния с  $<11\overline{2}0>$ ориентировкой наблюдается в интервале от 77 К до 293 К, который сдвинут влево по сравнению с соответствующим интервалом для аномального хода монокристаллов магния <0001>ориентировки (рис. 1.25).

На рис. 1.30 приведено электронно-микроскопическое изображение (*c+a*) краевых дислокаций в плоскости пирамиды второго рода после деформации при 473 К сплава Mg-7.0 ат% Li.



Рисунок 1.30 – Дислокационная структура монокристалла магния, деформированного вдоль направления <11 $\overline{2}$ 0> при 473 К, степень деформации 2.4%:а - краевые (c+a) дислокации видны в рефлексе g=100 (a) и не видны в рефлексе g=010 (б) [50].

Как показано в [51], предел текучести магния при базисном скольжении гораздо ниже (примерно на два порядка), чем при пирамидальном. Базисное скольжение (0001) <1120 > является легким, по сравнению с вынужденным пирамидальным скольжением второго рода {1122} <1123 >.

Как видно из рис. 1.31, приведенное сдвиговое напряжение для базисного скольжения слабо зависит от температуры.



Рисунок 1.31 – Приведенное сдвиговое напряжения для базисного скольжения в магнии [51]

#### 1.7 Применение магния и сплавов на его основе

Магний широко используют в конструкционных целях: его технические преимущества позволяют использовать сплавы на его основе в аэронавтике и ядерной энеретике, а низкая стоимость позволяет найти применение в наземном транспорте, машиностроении, в текстильной промышленности, полиграфической и оптической, а также в быту, и неконструкционных целях: в качестве легирующего элемента, для получения других металлов (магниетермия), в процессе десульфурации стали, в качестве анодов для катодной защиты и электрических батарей.

Магний и его химические соединения (бромид, перхлорат) применяются для производства мощных электрических батарей: магний-перхлоратный, серно-магниевый, хлористосвинцовомагниевый, магний-ванадиевый элементы, и сухих элементов: марганцево-магниевый, висмутисто-магниевый. Магниевые химические источники тока отличаются высокими значениями удельных энергетических характеристик и высоким разрядным напряжением.

Свойство металла гореть белым ослепительным пламенем широко используется в военной технике для изготовления осветительных и сигнальных ракет, трассирующих пуль и снарядов, зажигательных бомб [52].

В аэрокосмической промышленности широко используется в двигателях, корпусах и шасси самолетов, корпусах самолетов и редукторов, в качестве вспомогательного оборудования.

Повышение требований к снижению массы автомобиля и связанного с этим расхода топлива позволило использовать магний и его сплавы для изготовления деталей в автомобилестроении; из магния и его сплавов производят диски колес, картеры двигателя и коробки передач, корпуса масляных насосов, рулевое колесо, детали сидений, кронштейны, стойки.

Магний и его сплавы используется для конструкционных и неконструкционных целей. Определяющими его применение преимуществами являются достаточно высокие прочностные свойства при малой плотности. Помимо этого, преимущества магния, на которых основывается успешное применение его сплавов: это высокая удельная жесткость в случае деформируемых полуфабрикатов, малые затраты при обработке резанием, сопротивление ползучести в литом и деформированном состоянии достаточно для длительной работы сплавов до 350 °С и кратковременной работы хотя бы при 400 °C, легкость отливок больших и сложных изделий, высокая удельная жесткость изделий, изготовленных литьем под давлением, тонкостенных изделий, отлитых в землю, отливок, отлитых в землю и химически фрезерованных, хорошая деформируемость в горячем состоянии, возможность изготовления изделий литьем под лавлением. отсутствие межкристаллитной коррозии, стабильность размеров, малая чувствительность к надрезу при усталостных испытаниях и высокое значение отношения предела выносливости к пределу прочности, отсутствие чувствительности к коррозии под напряжением в высокопрочных деформируемых сплавах (содержащих цирконий), высокая демпфирующая способность, высокая теплопроводность, малое сечение захвата тепловых нейтронов, малые инерционные силы во вращающихся или совершающих возвратнопоступательной движение деталях [53]. Запасы магния неограничены в земной коре и морской воде, доломите и магнезите [54].

#### Заключение по литературном обзору:

Впервые автоблокировка дислокаций наблюдалась в сложнолегированном сплаве ВКНА-4У, причем заблокированные дислокации наблюдались в  $\gamma'$ -фазе, но не наблюдались в разупорядоченной  $\gamma$ - фазе. В дальнейшем эффект автоблокировки экспериментально наблюдался в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al. Было обнаружено, что для сплавов Ni<sub>3</sub>(Al, Nb) нагрев без нагрузки после предварительной деформации, как низкотемпературной (HT), так и высокотемпературной (BT), приводит к радикальному изменению дислокационной структуры вследствие блокировки дислокаций. Для сплавов Ni<sub>3</sub>(Al, Nb) при нагреве после HT деформации барьеры принадлежат кубической плоскости поперечного скольжения, тогда как при нагреве после BT деформации – первичным кубическим плоскостям скольжения. Однако заблокированные дислокации не наблюдались в упорядоченном сплаве Ni<sub>3</sub>Fe, поэтому происхождение пика на кривой зависимости предела текучести от температуры  $\sigma_y(T)$  для Ni<sub>3</sub>Fe не связано с термоактивированной блокировкой дислокаций.

Автоблокировка дислокаций в Ni<sub>3</sub>Ge после предварительной деформации осуществляется при  $T>T_{max}$  посредством кубического скольжения, при этом температурный ход предела текучести, наблюдаемый при кубическом скольжении, является нормальным. Автоблокировка дислокаций осуществляется не только при нагреве без нагрузки, но также и при медленном охлаждении от температуры  $T>T_{max}$ . В обоих случаях заблокированные дислокации принадлежат первичным кубическим плоскостям скольжения и имеют винтовую ориентацию.

В TiAl автоблокировку испытывают как сверхдислокации с векторами Бюргерса <101> и 1/2<112>, так и одиночные дислокации. 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.

Барьеры с суммарным вектором Бюргерса <101> в TiAl, в отличие от Ni<sub>3</sub>Al, остаются неразрушаемыми и в том случае, когда указанные эксперименты дополнены повторной BT деформацией. Именно неразрушаемый характер таких барьеров является причиной исчезновения <101> сверхдислокаций при динамическом нагружении TiAl ( $T>T_{max}$ ).

Исходя из вышенаписанного можно сформулировать цель исследования. Магний является хорошим объектом для исследования автоблокировки дислокаций по ряду причин. Во-первых,

магний обладает аномальным деформационным поведением. Во-вторых, ранние исследования дислокационной структуры показывают, что после деформации в определенных температурных интервалах наблюдаются заблокированные дислокационные конфигурации, тогда как они отсутствуют после деформации в других температурных интервалах. Показана блокировка (*c*+*a*) дислокаций, принадлежащих пирамидальным системам скольжения второго рода, при динамическом нагружении (в процессе пластической деформации) в области аномального хода  $\sigma_v(T)$ . При этом природа эффекта остается не выясненной. Феноменологический подход к описанию дислокационной структуры деформированного магния не связывает структуру с аномальными свойствами. Можно заметить некоторые противоречия в результатах исследований дислокационной структуры деформированного магния у других авторов. Например в [50], при деформации магния примерно на 180 К выше, чем T<sub>max</sub>, в области нормального хода  $\sigma_v$  (*T*), наблюдаются заблокированные дислокации, также как в области аномального хода  $\sigma_v$  (*T*). Это противоречие нельзя разрешить, без понимания сущности эффекта вытягивания дислокаций в магнии в отсутствие приложенных напряжений и без построения модели автоблокировки. Наконец, магний – это металл, демонстрирующий возможность вытягивания дислокаций в отсутствие внешних напряжений, в отличие от интерметаллидов типа Ni<sub>3</sub>Al, в которых этот эффект наблюдался впервые.

Таким образом, целью настоящего исследования является нахождение эффекта автоблокировки дислокаций в гексагональном плотноупакованном металле магнии, установление закономерностей и выявление механизмов термоактивированных переходов дислокаций между долинами потенциального рельефа в Mg, сопоставление особенностей кубического скольжения {001} <110> в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al и пирамидального скольжения {1122} <1123 > в Mg.

Для реализации цели исследования необходимо решить следующие задачи:

 Проведение экспериментов по предварительной пластической деформации монокристаллов магния (вдоль направлений <0001> и <1210>) и последующему нагреву без нагрузки, экспериментальное исследование дислокационной структуры монокристаллов магния с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии.

- 2. Анализ эволюции дислокационной структуры в результате нагрева без нагрузки первоначально деформированных монокристаллов магния путем проведения *gb*-анализа и следового анализа. Определение кристаллогеометрических характеристик заблокированных дислокационных конфигураций (вектор Бюргерса, направление дислокационной линии прямолинейных сегментов).
- 3. Определение систем скольжения, ответственных за эффект блокировки дислокаций в отсутствие внешних напряжений в магнии.
- Модель эффекта автоблокировки в магнии с гексагональной кристаллической решеткой, выявляющая механизмы образования дислокационных барьеров в отсутствие напряжений.
- 5. Выявление общих закономерностей термоактивированного движения дислокаций пирамидальных и кубических систем по потенциальному рельефу
- Определение механизмов движения краевых сегментов (*c*+*a*)-дислокаций по потенциальному рельефу.

#### Глава 2 Материал, методика эксперимента и методы исследования

# 2.1. Материал

Материалом для исследования явились монокристаллы магния Mg с ориентировкой <0001 > и <1120 >, поликристаллический магний, чистотой 99,8% и магниевый сплав MA2-1. Монокристаллы Mg получены в Харьковском университете, выращивались по методу Бриджмена.

Таблица 2.1

%Mg	%A1	%Zn	%Mn
92,9-95,4	3,8-5	0,6-1,5	0,2-0,6

Химический состав сплава МА2-1

Ориентировка монокристаллов Mg выполнялась В.А. Сазоновой, вырезание заготовок для тонких фольг – В.А. Завьяловым и мною, осадка поликристаллического магния в обойме – Б.А. Каменецким и А.Л. Соколовым, подготовка образцов и постановка экспериментов по предварительной деформации монокристаллов магния и поликристаллов MA2-1 – мною, термообработка выполнялась мною и В.М. Завьяловым, получение тонких фольг методом электролитической полировки – мною, электронно-микроскопические исследования – мною и О.В. Антоновой, расшифровка электронограмм, проведение *gb*-анализа, следового анализа – мною.

#### 2.2 Методика эксперимента

Монокристаллы подвергались предварительному гомогенизационному отжигу. Призматические образцы вырезали из литых монокристаллических заготовок методом электроискровой резки с применением гониометрической приставки для рентгенографического анализа кристаллографической ориентации монокристаллических образцов.

Деформацию образцов монокристаллического магния осуществляли сжатием вдоль направлений <0001>и<1120>на величину 0,5-1 % со скоростью порядка 0.5 мм/мин при T=25-170 °C. Отжиг проводился при температуре T=50 °C. После предварительной деформации и

отжига образцы охлаждались на воздухе, либо в воде. Определение температуры проводилось с использованием термопар типа хромель-алюмель.

Деформацию поликристаллического магния осуществляли осадкой в обойме на 32%. Нагрев осуществляли при T=350 °C с последующим охлаждением с печью. Деформацию сплава Ma2-1 проводили на 2% при T=150 °C и последующим отжигом температуре T=50 °C.

Тонкие фольги для электронной микроскопии из монокристаллов магния Mg вырезались параллельно плоскости базиса и призмы первого рода. Шлифование производилось вручную на неподвижной плоской стеклянной поверхности, покрытой абразивной бумагой до толщины h=0,2 мм, во избежание изменения исследуемой дислокационной структуры. Электролитическая полировка тонких фольг производилась в растворе 3 % хлорной кислоты HClO<sub>4</sub> (р=1,6 г/мл) в этиловом спирте.

#### 2.3 Методы исследования

Исходные ориентировки, а также ориентировки оси сжатия для монокристаллических образцов определялись методом Лауэ.

Ориентировку гексагонального кристалла для прецизионной точности определяли путем съемки эпиграмм со всех граней магниевого образца в форме параллелепипеда. Эпиграмма – рентгенограмма, снятая по методу Лауэ на плоскую пленку при ее обратном расположении (рис.2.1). Съемка эпиграмм производится в случае кристаллов с высоким коэффициентом поглощения.

Пленку помещают в кассету и устанавливают перпендикулярно первичному пучку – оси диафрагмы. Размер диафрагмы составляет порядка 0,5-1 мм, образец крепится на гониометрической головке. Расстояние от образца до пленки 30-50 мм, размер головки 100×100 мм. Если образец имеет плоский срез, то его устанавливают в камере таким образом, чтобы его плоская поверхность была перпендикулярна лучу (и параллельна пленке). Для однозначного определения ориентировки кристалла относительно пленки необходимо нанести на нее прямую линию, параллельную вертикальной или горизонтальной оси гониометрической головки (на кассете имеется аналогичный репер в виде тонкой проволоки, оставляющей след на рентгенограмме благодаря поглощению) [55,56].



Рисунок 2.1. – Схема съемки эпиграммы: С – кристалл; F – пленка; z – ось зоны;  $\Psi$  - угол наклона оси зоны к падающему пучку [56]

На эпиграмме пятна от плоскостей, принадлежащих одной зоне, группируются по гиперболам. В частном случае гиперболы вырождаются в прямые линии, проходящие через центр эпиграммы.

Для определения ориентировки необходимо построить гномостереографическую проекцию плоскостей кристалла, соответствующих интерференционным максимумам на эпиграмме и совместить ее со стандартной сеткой. По сетке отсчитываются необходимые для достижения требуемой ориентации углы поворота по двум перпендикулярным осям.

Также рентгенографическим методом проверялись отклонения оси z образца от направления <0001> или  $<11\overline{2}0>$  после вырезки из массивных монокристаллических заготовок и на каждом этапе эксперимента. Погрешность отклонения оси монокристалла от заданной ориентировки, определенная данным методом, не превышала 3°. Характерные рентгенограммы для этих образцов представлены на рис. 2.2. Основные рефлексы разбиты на отдельные группы пятен, что говорит о наличии дендритной структуры в монокристаллах.



Рисунок 2.2 – Эпиграммы монокристалла Mg <0001>

Дислокационную структуру сплавов изучали методами электронной просвечивающей микроскопии на микроскопе JEM 200CX и Philips CM-30 при ускоряющем напряжении U=200 и 300 кВ соответственно. Определение векторов Бюргерса проводилось методом **gb**-анализа, направлений линий дислокаций – методом следового анализа по трем проекциям обратной решетки.

gb-анализ проводится следующим образом. Производится съемка светлопольного изображения при наклоне гониометра 0° и соответствующая данному изображению микродифракционная картина. Далее создается двухлучевое приближение, при этом используются такие рефлексы, для которых  $|\mathbf{g}|$  имеют минимальные значения, производится съемка темнопольного изображения в первом рефлексе (в центр выводится противоположный слабый рефлекс) при определенном угле наклона гониометра. Гониометр наклоняется на некоторый угол до тех пор, пока не возникнет следующий вариант микродифракционной картины с двухлучевым приближением, тогда производится съемка следующего темнопольного изображения в тогда производится съемка следующего темнопольного изображения в выбранном угле наклона гониометра. Нужно получить серию из 5-6 темнопольных изображений в различных рефлексах g. Анализ совокупности изображений и микродифракционных картин производится с одного места [57].

Методика gb-анализа [58] основана на том, что присутствие дислокаций или других очагов деформации кристаллической решетки вызывает наклон атомных плоскостей и изменение межплоскостных расстояний, т. е. изменение локальных дифракционных условий, которые становятся переменными, зависящими от положения точки на изображении - колонки кристалле относительно дислокации И глубины этой В точки В колонке. Если смещения в любой точке вокруг дефекта лежат в одной плоскости - плоскости отражения, то контраст не возникает, и дефект не идентифицируется. Плоскость, перпендикулярная краевой дислокации содержит направления как основных смещений, параллельных вектору Бюргерса b, так и «побочных» смещений, перпендикулярных плоскости скольжения (последняя выгибается в сторону лишней полуплоскости), так что выполняется условие

$$\overline{\mathbf{g}} \times \overline{\mathbf{b}} \times \overline{\mathbf{u}} = 0 (\text{помимо} \, \overline{\mathbf{g}} \times \overline{\mathbf{b}} = 0), \tag{2.1}$$

где **u** - единичный вектор, касательный к линии дислокации. Таким образом, если **g** параллелен **u**, то краевая дислокация не видна. Для винтовой дислокации в упругоизотропном кристалле достаточным условием отсутствия контраста является

$$\overline{\mathbf{g}} \times \overline{\mathbf{b}} = 0$$
, поскольку  $\overline{\mathbf{g}} \times \overline{\mathbf{b}} \times \overline{\mathbf{u}} = 0$  (2.2)

Эти условия используются для определения вектора Бюргерса дислокации: если дислокация лежит в отражающей плоскости, то контраста не наблюдается.

Метод следового анализа для определения направления линии дислокации находился по трем сечениям обратной решетки. Поскольку линия дислокации  $\vec{u}$  в плоскости  $\vec{H}(i)$ проектируется на направление  $\vec{P}(i)$ , то  $\vec{u}$  должно лежать в проектирующей плоскости, построенной на векторах  $\vec{H}(i)$ ,  $\vec{P}(i)$ . Нормаль к этой плоскости [59]

$$\vec{n}(i) = \left[\vec{P}(i) \times \vec{H}(i)\right].$$
(2.3)

Аналогично для другой пары  $\vec{H}(j)$ ,  $\vec{P}(j)$  можно построить проектирующую плоскость с нормалью  $\vec{n}(j)$ , также содержащую линию дислокации  $\vec{u}$ . Очевидно, что искомое  $\vec{u}$ параллельно линии пересечения этих двух проектирующих плоскостей и определяется как [59]

$$\vec{u} = \left[\vec{n}(i) \times \vec{n}(j)\right]. \tag{2.4}$$

#### Глава 3 Обнаружение автоблокировки дислокаций в магнии

В этой главе представлены результаты электронно-микроскопического анализа дислокационной структуры предварительно деформированных монокристаллов ориентировки <0001>, <1120>демонстрирующие вытягивание дислокаций вдоль выделенных направлений, а также определяются кристаллогеометрические характеристики полученных дислокационных барьеров.

# 3.1 Исходная дислокационная структура

После деформации монокристаллов магния при 150 °С наблюдается дислокационная структура, которую удается зафиксировать, благодаря быстрому охлаждению в воду. На рис. 3.1а приведено изображение дислокационной структуры, наблюдаемой после деформации монокристалла, ось которого не совпадает с осью <0001> и не лежит в плоскости базиса (0001) . Отклонение оси монокристалла от оси <0001> не превышает 2°. Даже такого отклонения оказывается достаточно, чтобы включилось легкое базисное скольжение. Можно видеть дислокационную петлю, имеющую вектор Бюргерса *a*, залегающую в плоскости базиса (0001), поскольку данная плоскость является плоскостью ее скольжения [60].



Рисунок 3.1 – Дислокационная структура Mg после деформации при 150 °C и быстрого охлаждения: а - базисное скольжение; б- пирамидальное скольжение второго рода (<0001> ориентировка); в - пирамидальное скольжение второго рода (<1120>ориентировка)

На рис. 3.16 приведено изображение дислокационной структуры, наблюдаемой после деформации монокристалла с осью, близкой к оси <0001>. Отчетливо видна петля (*c*+*a*) дислокации в плоскости пирамиды второго рода { $11\overline{2}2$ }, которая является плоскостью ее скольжения. На рис. 3.1в приведена микрофотография дислокационной структуры, наблюдаемой после деформации монокристалла с осью, близкой к оси < $11\overline{2}0$ >. Именно изображенная на рис. 3.16,в дислокационная структура, состоящая из криволинейных дислокаций, является исходной для последующих экспериментов.

# 3.2 Плоские дефекты

Широко известно, что на двойникование в гексагональных плотноупакованных металлах влияют отношение параметров решетки с/а, плотность упаковки, межплоскостное расстояние и энергия дефектов упаковки. Но решающим является критерий, согласно которому гексагональные плотноупакованные металлы подразделяются на две группы: в которых  $\gamma < \sqrt{3}$  и  $\gamma > \sqrt{3}$  [61].

Отношение плотности упаковки атомов на базисных  $\rho_{(0001)}$  и призматических  $\rho_{(10\overline{1}0)}$  плоскостях равно (4.1):

$$\gamma = \frac{\rho_{(0001)}}{\rho_{(10\bar{1}0)}} = \frac{2/(a^2\sqrt{3})}{2/ac} = \frac{c}{a\sqrt{3}}.$$
(4.1)

При  $\gamma > \sqrt{3}$  плоскостью наиболее плотной упаковки являются базисные плоскости (0001), при  $\gamma < \sqrt{3}$  призматические {1100}.

Величина  $\gamma$  для рассматриваемого металла (относительно  $\sqrt{3}$ ) играет решающую роль в отношении вовлеченных в деформацию систем двойникования и вклада двойникования в пластическую деформацию, а также в отношении плоскости залегания дислокационных петель, образующихся при закалке и под облучением.

В металлах первой группы ( $\gamma < \sqrt{3}$ ), в которую входит магний Mg, двойникование является активно действующей составляющей деформации [62-70], поэтому экспериментально электронно-микроскопически наблюдались плоские дефекты (рис.3.2). Двойникование – это одна из действующих мод деформации в магнии, особенно при деформации при низких температурах и при высоких скоростях деформации, когда скольжение, ввиду ограниченного числа систем скольжения оказывается затруднено.



Рисунок 3.2 – Плоские дефекты, образующиеся в результате деформации монокристаллов магния: а-ориентировка монокристалла <0001>, T=25 °C, ε=1%. б,в,г-ориентировка монокристалла <1120>, T=50 °C, ε=1%.

На рис. 3.2а показаны две двойниковые границы, образующихся в результате деформации <0001> монокристалла магния при T=25 °C на  $\epsilon$ =1%, разделяющая участки монокристалла, разориентированные на ≈86 °.

На рис. 3.26,в,г представлены плоские дефекты. Ряд параллельных тонких границ, разделяют участки монокристалла одной ориентировки. Такие полосы подобны дефектам упаковки, обычно образующимся вблизи малоугловых границ. Дефекты такого рода наблюдаются в кристаллах с объемно-центрированной кристаллической решеткой, что позволяет полагать, что плоские дефекты в монокристаллическом магнии, образующиеся при деформации на  $\varepsilon$ =1% при T=50 °C, наблюдаемые электронно-микроскопически, это дефекты упаковки. Контраст на рис. 3.2 г отличен от контраста на рис. 3.2 б,в. Это связано с тем, что полосы дефектов упаковки не видны, поскольку ось зоны <1100>, но наблюдаются прямые

линии с большим количеством точек на них. Такого рода контраст на электронномикроскопических изображениях наблюдался в работе [71].

# 3.3. Деформация <0001> монокристаллов магния и медленное охлаждение

В результате медленного охлаждения предварительно деформированного при 150 °C монокристалла магния с ориентировкой <0001> произошло радикальное изменение дислокационной структуры. На рис. 3.3 показаны прямолинейные дислокационные сегменты. Поскольку медленное охлаждение проводится при нулевом внешнем напряжении (без нагрузки), то дислокационные плоские источники Франка-Рида не включаются, размножения дислокаций не происходит, и наблюдаемые изменения структуры происходят с исходными дислокациями, введенными в результате предварительного деформирования.



Рисунок 3.3 – Дислокационная структура <0001> монокристаллов Mg после деформации при 150 °C и последующего нагрева при T=50 °C: а, б – прямолинейные дислокаций; в, г - выделенные направления; д – переход от криволинейной дислокации к прямолинейной; е – пилообразная форма (c+a) дислокаций

Исходя из наблюдения прямолинейных дислокационных сегментов (рис. 3.3а, б) блокировку испытывают криволинейные исходные дислокации после деформации при 150 °C и нагрева при T=50 °C, подобную блокировке в процессе деформации в области аномального хода предела текучести. Форма дислокации (рис. 3.36) имеет отличительную особенность: она состоит из отдельных прямолинейных сегментов, соединенных кратными перегибами. На рис.4.3в, г видно вытягивание дислокаций вдоль нескольких выделенных направлений, углы

между которыми равны 60°. В плоскости базиса существует три таких направления, два из них видны на рис. 3.3в, три - на рис. 3.3г. Ряд петель, выстроенных вдоль < 1100 > и маркирующих это направление (рис. 3.3в) наблюдались в кадмии в работах [47,48]. Можно отметить, что наблюдаются переходы между криволинейными и прямолинейными сегментами дислокаций (рис 3.3д). На рис. 3.3е длинный сегмент имеет пилообразную форму. Это может быть свидетельством нестабильности заблокированной дислокации относительно вытягивания вдоль выбранного кристаллографического направления [72].

Температура плавления  $T_{nn}$  магния равна 924 К. Следует отметить, что в случае отжига при T=50 °C (0,35  $T_{nn}$ ) диффузионные процессы исключаются, подвод межузельных атомов, либо вакансий в таких условиях затруднителен. Поэтому переползание краевых сегментов дислокационной петли (неконсервативное движение дислокации) невозможно, и движение краевых сегментов возможно лишь за счет скольжения. По этой же причине не принимается во внимание образование геликоидальных дислокаций, поскольку данный процесс требует поглощения определенного числа вакансий, либо подвода межузельных атомов.

Для прямолинейных дислокаций, образующихся после деформации при 150 °С и последующего нагрева при T=50 °С, изображения которых представлено на рис. 3.4, был проведен *gb*-анализ с целью определения кристаллогеометрической характеристики сидячих дислокационных конфигураций: вектора Бюргерса этих дислокаций



Рисунок 3.4 – Прямолинейные краевые дислокации (c+a) (после деформации при 150 °С и последующего нагрева при T=50 °С): а - светлопольное изображение; б, в – темнопольное изображение в рефлексах  $g=(\bar{1}101)$  и  $g=(\bar{1}010)$  соответственно

На рис. 3.4а приведено светлопольное изображение дислокационной структуры. Дислокация А погасла в рефлексах **g**=(1101) (рис. 4.46) и **g**=(1010) (рис. 4.4в). Таблица погасаний для дислокаций со всеми возможными векторами Бюргерса в ГПУ кристаллической решетке представлена ниже (табл. 3.1)

Таблица 3.1

	<b>g</b> 1	<b>g</b> <sub>2</sub>	<b>g</b> <sub>3</sub>	<b>g</b> 4	<b>g</b> 5	<b>g</b> 6	<b>g</b> <sub>7</sub>	$\mathbf{g}_8$	<b>g</b> 9	<b>g</b> <sub>10</sub>
b \ <sup>g</sup>	(1010)	$(11\overline{2}0)$	$\left(\overline{2}20\overline{1}\right)$	(1101)	(2112)	(1212)	(1011)	(2200)	(0220)	(1101)
$\frac{1}{3}[2\bar{1}\bar{1}0]$	-1	1	2	1	-2	1	1	2	0	1
$\frac{1}{3}[1\bar{2}10]$	0	-1	-2	1	-1	2	0	2	2	1
$\frac{1}{3}[11\bar{2}0]$	-1	2	0	0	-1	-1	1	0	-2	0
$\frac{1}{3}[2\bar{1}\bar{1}3]$	-1	1	-3	2	-4	3	2	2	0	0
$\frac{1}{3}[\overline{2}113]$	1	-1	1	0	0	1	0	-2	0	-2
$\frac{1}{3}[1\bar{2}13]$	0	-1	-3	2	-3	4	1	2	2	0
$\frac{1}{3}[\bar{1}2\bar{1}3]$	0	1	1	0	-1	0	0	-2	-2	-2
$\frac{1}{3}[\overline{11}23]$	1	-2	-1	1	-1	3	1	0	2	-1
$\frac{1}{3}[11\overline{2}3]$	-1	2	-1	1	-3	1	0	0	-2	-1
$\frac{1}{3}[0003]$	0	0	-1	1	-2	2	2	0	0	-1

Результаты *gb*-анализа (контраст дислокации А в десяти рефлексах)

Данный результат возможен только для дислокации с вектором Бюргерса  $\mathbf{b} = \frac{1}{3}[1\overline{2}13]$ . Следовой анализ изображения в (001), ( $\overline{5}$ ,4,10), ( $\overline{4}$ ,3,13)-отражающих плоскостях показывает, что направление оси дислокации  $\mathbf{u} = [\overline{1}010]$ .

Таким образом, установлено, что длинные прямолинейные дислокации являются краевыми с вектором Бюргерса (c+a), лежащими в кристаллографической плоскости пирамиды второго рода, вытянутые вдоль направлений  $<1\overline{100}>$ , параллельных линиям пересечения плоскостей пирамиды второго рода  $\{11\overline{2}2\}$  с плоскостью базиса (0001).

Заблокированными в процессе пластической деформации являются краевые сегменты (*c*+*a*) дислокаций.

# 3.4. Деформация <1120>монокристаллов и медленное охлаждение

На рис. 4.5 приводится дислокационная структура монокристаллов магния <1120>



После деформации при 170 °С и последующего медленного охлаждения.

Рисунок 3.5 – Дислокационная структура <1120 > монокристаллов Mg после деформации при 170 °C и медленного охлаждения: а, б, в– прямолинейные дислокаций; г – дислокационные петли, выстроенные вдоль направления [1100]

На рис. 3.5а показаны дислокации в плоскости базиса (0001), расположенные друг относительно друга под углом 60°. На рис. 3.5б несколько прямолинейных дислокаций в плоскости базиса пересекаются под углом 60°; непрямолинейные сегменты, которые можно заметить, образованы за счет непирамидального скольжения. На рис. 3.5в прямолинейные дислокации пересекаются по трем направлениям, образуя правильный треугольник. На рис. 3.5.г показана структура, которую удалось зафиксировать: дислокационные петли, выстраивающиеся вдоль тех же направлений, что и прямолинейные дислокации, подобно призматическим петлям, изображенным на рис. 3.3в.

Для определения вектора Бюргерса вытянутых заблокированных дислокаций проведен *gb*-анализ, Таблица погасаний для дислокаций со всеми возможными векторами Бюргерса в ГПУ кристаллической решетке представлена (табл. 3.2)

	<b>g</b> 1	$\mathbf{g}_2$	<b>g</b> <sub>3</sub>	$\mathbf{g}_4$	<b>g</b> 5	<b>g</b> <sub>6</sub>	$\mathbf{g}_7$	<b>g</b> <sub>8</sub>	<b>g</b> 9
b \ g	(1100)	(1210)	(2110)	(3032)	(1011)	(0111)	(2112)	(0221)	(1011)
$\frac{1}{3}[2\bar{1}\bar{1}0]$	-1	-1	-2	-3	1	0	2	0	-1
$\frac{1}{3}[1\bar{2}10]$	-1	-2	-1	0	0	1	1	2	0
$\frac{1}{3}$ [1 1 $\overline{2}$ 0]	0	1	-1	-3	1	-1	1	-2	-1
$\frac{1}{3}[2\bar{1}\bar{3}]$	-1	-1	-2	-5	2	-1	4	1	0
$\frac{1}{3}[\overline{2}113]$	1	1	2	0	0	-1	0	1	2
$\frac{1}{3}[1\bar{2}13]$	-1	-2	-1	-2	1	0	3	3	1
$\frac{1}{3}[\overline{1}2\overline{1}3]$	1	2	1	-4	1	-2	1	-1	1
$\frac{1}{3}[\overline{11}23]$	0	-1	1	2,66	0	0	1	3	2
$\frac{1}{3}[11\overline{2}3]$	0	1	-1	-5	2	-2	3	-1	0
1/3[0003]	0	0	0	-2	1	-1	2	1	1

Результаты *gb*-анализа (контраст дислокаций А,В,С в девяти рефлексах)

В результате *gb*-анализа установлено, что дислокации претерпевающие автоблокировку являются краевыми с вектором Бюргерса (*c*+*a*). На рис. 3.6а приводятся светлопольные изображения прямолинейных дислокационных сегментов; на рис. 3.6б, в - темнопольные изображения в рефлексах (1011) и (2112), соответствующих погасаниям дислокаций с вектором Бюргерса  $\mathbf{b} = \frac{1}{3}[\overline{2}113]$ .



Рисунок 3.6 – Прямолинейные краевые дислокации (c+a) после деформации <1120> монокристаллов Mg при 170 °C и медленного охлаждения: а - светлопольное изображение; б, в – т.п. в рефлексах g=(1101) и g=(1010) соответственно.

В результате следового анализа выявлено, что кристаллографически выделенным направлением является кристаллографическое направление <1100> линии пересечения плоскостей базиса(0001) и пирамиды второго рода {1122}.

Таким образом, автоблокировке подвергаются краевые сегменты (*c*+*a*)-дислокаций.

Выстроенные вдоль выделенных кристаллографических направлений дислокации являются барьерами, то есть сидячими дислокационными конфигурациями (в отличие от скользящих). Это связано с тем, что если бы прямолинейная дислокация не была заблокирована, то даже в отсутствие приложенного напряжения, под действием термических флуктуаций на дислокации образовывались бы кинки, и она теряла бы свою прямолинейную форму, но этого экспериментально не наблюдалось. Поэтому наблюдаемые методом просвечивающей электронной микроскопии прямолинейные дислокации являются барьерами, заблокированы и представляют собой сидячие конфигурации.

Выстраивание дислокации вдоль выделенного направления происходит путем образования асимметричного перегиба, а также дальнейшей его переориентации. Механизм движения краевых сегментов (*c*+*a*) дислокаций по плоскостям пирамиды второго рода является кинковым. Экспериментальное подтверждание этому – экспериментально наблюдаемые цепочки перегибов (рис. 3.7), возникающие в результате нагрева без нагрузки предварительно деформированных монокристаллов магния. На рис. 3.7а изображены 3 цепочки перегибов на вытянутых дислокациях. На рис. 3.76-в видны короткие сегменты, вытянутые вдоль выделенного направления, которое указано стрелкой. Рассматриваемые 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<sub>3</sub>Ge (рис. 4.7в), где выделенное направление параллельно <110>, а заблокированными являются винтовые сегменты сверхчастичных дислокаций.



Рисунок 3.7 – Цепочки перегибов а, б, г – Mg, в – Ni<sub>3</sub>Ge [34]

В главе литературного обзора обращалось внимание на некоторую противоречивость результатов электронно-микроскопических наблюдений, приведенных в работах [49,50]. Заблокированные при динамическом нагружении (c+a) дислокации, вытянутые вдоль направлений типа <1100 > 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.

На рис 3.8 изображены дислокационные структуры после деформации монокристалла магния с ориентировкой <1120> при T=170 °C и последующего медленного охлаждения. На рис 4.8а на фоне высокой плотности дислокаций всех типов можно наблюдать редкие дислокации, вытянутые вдоль выделенных направлений. На рис 4.8б видно множество вытянутых дислокаций. Одновременно с барьерами можно видеть криволинейные дислокации

других типов, имеющих произвольную, в общем случае криволинейную, форму. Видно, что в дислокационной структуре присутствуют как дислокации, которые претерпевают автоблокировку (барьеры), так и дислокации, которые при нулевом внешнем напряжении под действием термических флуктуаций остаются стабильными. На рис. 3.8в,г очень четко выделяются пилообразные сегменты прямолинейных дислокаций.



Рисунок 4.8 – Электронно-микроскопическое изображение дислокационных структур, полученных после деформации <1120>монокристалла при 170° С и последующего медленного охлаждения.

а-дислокационные барьеры из (*c*+*a*)-краевых дислокационных сегментов, б – множество заблокированных дислокаций, в,г – пилообразные сегменты прямолинейных дислокаций.

После деформации <1120>монокристалла магния на 0,5% и последующего отжига в течение 5 мин с быстрым охлаждением в воде зафиксированы начальные стали вытягивания дислокаций параллельно кристаллографически выделенных направлений (рис. 3.9)



Рисунок 3.9 – Начальные стадии вытягивания дислокаций вдоль выделенных направлений в магнии (деформация  $\varepsilon = 0,5\%$  и последующий отжиг в течение  $\tau=5$  мин с быстрым охлаждением).

Быстрое охлаждение в воде позволяет остановить кинковый термофлуктуационный процесс движения одиночных перегибов краевых сегментов (*c+a*) дислокаций; тем самым электронно-микроскопически удается исследовать дислокационную структуру, в которой наблюдаемые дислокации претерпели спрямление частично, одновременно с прямолинейными дислокационными барьерами в структуре сосуществуют ступеньки и перегибы.

Экспериментально наблюдалась in situ (под электронным пучком в колонне электронного микроскопа) работа плоского дислокационного источника Франка-Рида под действием внутренних напряжений, создаваемых прямолинейными дислокациями (рис.3.10).



Рисунок 3.10 – Электронно-микроскопическое изображение работы дислокационного источника Франка-Рида: а-до включения, б-после включения

На рис.3.10а изображен ряд прямолинейных дислокаций, расположенных на эквидистантном расстоянии, источник выключен; на рис. 3.10б в результате размножения дислокаций за счет работы источника под напряжением, созданным упругим полем прямолинейных дислокаций, заметна локально возросшая плотность дислокаций, заметны дислокационные петли, испущенные источником и оторвавшиеся от него, выстроенные вдоль оси прямолинейных дислокаций.

Для сравнения приводится дислокационная структура поликристалла Mg после деформации методом осадки в обойме при комнатной температуре и последующего отжига при температуре 350 °C в течение 2 ч (рис.3.11).

До того, как были получены результаты по медленному охлаждению монокристаллов, наблюдалось вытягивание (c+a) дислокаций в поликристаллах магния после предварительной деформации осадкой в обойме при комнатной температуре и последующего отжига при температуре 350 °C в течение 2 ч. На рис. 3.11 видно семейство заблокированных прямолинейных дислокаций.



Рисунок 3.11 – 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 с; б - ось деформации почти параллельна оси с, видны прямолинейные краевые дислокации (с+а)

Можно полагать, что заблокированные дислокации в процессе нагрева при нулевом внешнем напряжении возникают в отдельных зернах, ось <0001> или <1120>которых, случайно оказалась параллельной оси деформации. Заблокированные дислокации продолжают наблюдаться и при отжиге в течение 24 ч, что говорит о термической стабильности образующихся барьеров.

Прямолинейные дислокации после предварительной деформации и последующего отжига без нагрузки экспериментально наблюдались не только в поликристаллическом магнии, но и в сплаве MA-2-1 на его основе (рис.3.12).



Рисунок 3.12 – Семейство заблокированных дислокаций, полученных в сплаве МА-2-1 после предварительной деформации на 2% и последующего отжига при T=200 °C в течение 30 мин.
На рис. 3.12 можно видеть семейство сидячих дислокационных сегментов в сплаве МА-2-1 после предварительной деформации на 2% и последующего отжига при T=200 °C в течение 30 мин. Поскольку аномальных ход предела текучести характерен не только для магния, но и для сплавов на его основе, то образование застопоренных дислокационных сегментов при нулевом внешнем напряжении, то есть автоблокировка, возможна и в случае сплавов магния.

#### Выводы по главе:

Впервые экспериментально наблюдалась автоблокировка дислокаций в металлическом материале - магнии, а не в интерметаллиде типа Ni<sub>3</sub>Al. Экспериментально электронномикроскопическим методом было установлено, что дислокации, образованные в результате пластической деформации при T=150-200 °C <0001>монокристаллов и <1120> монокристаллов и последующего отжига выстраиваются параллельно кристаллографически выбранных направлений, образуя дислокационные барьеры.

Установлено, что длинные прямолинейные дислокации являются краевыми с вектором Бюргерса (c+a), образующимися путем скольжения по кристаллографической плоскости пирамиды второго рода {1122}, направление линии дислокации лежит вдоль кристаллографического направления <1100>, параллельного линии пересечения плоскостей пирамиды второго рода {1122} с плоскостью базиса (0001).

Зафиксированы начальные стадии вытягивания дислокаций в монокристаллах магния вдоль кристаллографически выбранного направления, и последующее образование длинных прямолинейных краевых сегментов (*c*+*a*) дислокаций.

Для сравнения приведены заблокированные дислокационные конфигурации в поликристаллических материалах.

Основные результаты, представленные в этой главе нашли отражение в публикациях:

- Обнаружение автоблокировки (*c*+*a*)-дислокаций в магнии / Б.А. Гринберг, М.А. Иванов, О.В. Антонова, А.М. Власова, Н.А. Кругликов, А.В. Плотников // Известия ВУЗов. Физика.-2011.- Т. 54, №8.-С. 58.
- Блокировка (*c*+*a*)-дислокаций в монокристаллах магния в отсутствие внешнего напряжения / А.М.Власова, Б.А.Гринберг, М.А.Иванов, О.В.Антонова, А.М. Пацелов //Деформация и разрушение материалов.-2014.-№4.-С.10-14.

#### Глава 4 Автоблокировка дислокаций при пирамидальном скольжении

Данная глава диссертации раскрывает особенности термоактивированного движения краевых сегментов дислокаций с вектором Бюргерса (*c*+*a*) в магнии.

Рассматриваются причины автоблокировки дислокаций в магнии. Исходя из определенных экспериментально действующих систем скольжения при нагружении <0001> монокристаллов и  $<11\overline{2}0>$  монокристаллов магния, предлагается возможное расщепление краевого сегмента (*c*+*a*)-дислокации в плоскости базиса (0001), объясняющее наблюдаемое экспериментально образование дислокационных барьеров без нагрузки в монокристаллах магния.

Рассмотрены различные аспекты пирамидального скольжения второго рода в магнии: температурная аномалия  $\sigma_y(T)$  при тех ориентировках, когда ось деформации параллельна либо <0001> оси, либо плоскости базиса (0001), автоблокировка краевых сегментов дислокаций с вектором Бюргерса (*c*+*a*). На основе совокупности экспериментальных данных сделано заключение о двухдолинном потенциальном рельефе краевой (*c*+*a*) дислокации в плоскости пирамиды второго рода. Для того чтобы сегмент дислокационной петли в магнии из свободной геометрически неправильной формы превратился в прямолинейный сегмент необходимо наличие термических флуктуаций. При наличии термической активации дислокация из пайерлсовской долины переходит в самую глубокую долину потенциального рельефа, тем самым понижая свою энергию. Переход в низкоэнергетическую конфигурацию совершается в несколько этапов: сначала на краевом сегменте (*c*+*a*)-дислокации образуется двойной перегиб, который переориентируется в ассиметричный, и движением бокового перегиба дислокационный краевой сегмент (*c*+*a*)-дислокации принимает геометрически правильную прямолинейную форму.

Рассматривается образование дислокационных барьеров в магнии в отсутствие приложенных напряжений.

# 4.1 Причины образования дислокационных барьеров в магнии

Автоблокировка наблюдалась в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al, упрочняющихся с нагревом, то есть характеризующихся аномальным деформационным поведением. Однако последнее характерно и для ряда представителей ГПУ-кристаллов, таких как магний, цинк, кобальт, кадмий, а также сверхструктур на основе ГПУ решетки (например в Mn<sub>3</sub>Sn предел текучести

74

для базисного скольжения от 800 К и до пика при 1100 К вырастает вдвое, а для призматического слабо падает, и у пика при 0,87 Т<sub>пл</sub> они сравниваются) [73].

Известно, что наиболее плотноупакованные плоскости характеризуются наименьшим напряжением Пайерлса. В таблице 4.1 представлено отношение *d/b* межплоскостных расстояний d к действующему вектору Бюргерса *b*.

Таблица 4.1

Вектор Бюргерса	a	a	a	c	(c+a)
Плоскость скольжения	Призма	Базис	Пирамида I	Призма	Пирамида II
d/b	0,87	0,81	0,76	0,31	0,22

Отношение *d/b* межплоскостных расстояний d к действующему вектору Бюргерса *b* 

Видно, что для магния среди возможных плоскостей скольжения плоскость пирамиды второго рода имеет самое низкое значение межплоскостного расстояния d/b, которое равно 0.22 (b – модуль вектора Бюргерса). Это означает, что плоскость пирамиды второго рода является наименее плотноупакованной из возможных плоскостей скольжения. Это значит, что скольжение (c+a)-дислокаций по пирамиде второго рода сопровождается самым большим трением решетки, это система скольжения с самым высоким напряжением Пайерлса.

Кроме того, пирамидальная система скольжения второго рода имеет самую большую мощность вектора Бюргерса (c+a) (по сравнению с c и с a).

Чем больше величина фактора Шмида для данной системы скольжения, для ГПУкристаллов, рассчитываемого по формуле (4.1), тем большие сдвиговые напряжения будут действовать вдоль направления скольжения [73]:

$$\mu = \cos \theta_0 \cos \theta_d \tag{4.1}$$

Где  $\theta_0$  угол между осью монокристалла и нормалью к плоскости скольжения,  $\theta_d$  угол между осью монокристалла и направлением скольжения, соз  $\gamma$  находится по уравнению (4.2) [74,75]

$$\cos \gamma = \frac{h_1 h_2 + k_1 k_2 + \frac{1}{2} (h_1 k_1 + h_2 k_2) + \frac{3a^2}{4c^2} l_1 l_2}{\sqrt{(h_1^2 + k_1^2 + h_1 k_1 + \frac{3a^2}{4c^2} l_1^2)(h_2^2 + k_2^2 + h_2 k_2 + \frac{3a^2}{4c^2} l_2^2)}}$$
(4.2)

Где  $\gamma$ -угол между кристаллографическими плоскостями  $(h_1k_1l_1)$  и  $(h_2k_2l_2)$ , а, с – параметры решетки.

Фактор Шмида выражает относительное сопротивления пластической деформации кристалла, поэтому сравнение его действующих значений для различных систем скольжения позволяет установить действующие системы скольжения [76].

При деформации гексагонального кристалла вдоль оси с легкого базисного скольжения нет, исходя из того, что значения фактора Шмида (табл. 5.2) для а дислокаций в базисе равны 0. Однако из-за низкого значения предела текучести  $\sigma_y$  для базисного скольжения, скольжение *а*-дислокаций в базисе возможно даже при малых отклонениях монокристалла от точной ориентировки. Как показано в [49], предел текучести магния при базисном скольжении гораздо ниже (примерно на два порядка), чем при пирамидальном. Ранее отмечалось, что приведенное сдвиговое напряжение для базисного скольжение возможно даже при слабом отклонении от точной ориентировки (с или а). Как отмечается в [41], базисное скольжение наблюдалось даже при факторе Шмида, равном 0.035. Если же отклонение от точной ориентировки монокристалла увеличивается достигает нескольких градусов, то пирамидальное скольжение перестает быть действующим.

Максимальное значение фактора Шмида равно 0,45 для каждой из шести пирамидальных систем скольжения второго рода (табл. 4.2) в случае, когда ось деформации (сжатия) параллельна <0001>.

Таблица 4.2

Факторы Шмида для пирамидальных и базисных систем скольжения. Ось деформирования параллельна вектору **с** 

Вектор Бюргерса b	Система скольжения	Фактор Шмида f
a <sub>1</sub>	$[2\overline{1}\overline{1}0](0001)$	0
$\mathbf{a}_2$	[1210](0001)	0
<b>a</b> <sub>3</sub>	[1120](0001)	0
a <sub>1</sub> +c	$[1\overline{2}1\overline{3}](\overline{2}112)$	0.45

a <sub>2</sub> +c	$[1\overline{2}1\overline{3}](1\overline{2}12)$	0.45
a <sub>3</sub> +c	$[\overline{1}\overline{1}23](11\overline{2}2)$	0.45

При деформации гексагонального кристалла вдоль одной из трех а-осей, например, оси *a*<sub>1</sub> максимальный фактор Шмида равен 0,46 (табл.4.3) для двух из шести пирамидальных систем скольжения второго рода [77].

Таблица 4.3

Факторы Шмида для пирамидальных и базисных систем скольжения. Ось деформирования параллельна вектору **a**<sub>1</sub>

Вектор Бюргерса b	Система скольжения	Фактор Шмида f
a <sub>1</sub> +c	[2113](2112)	0.46
-a <sub>1</sub> +c	$[\overline{2}113](2\overline{1}\overline{1}2)$	0.46
$\mathbf{a}_2 + \mathbf{c}$	$[1\overline{2}1\overline{3}](1\overline{2}12)$	0.11
-a <sub>2</sub> +c	$[1\overline{2}13](\overline{1}2\overline{1}2)$	0.11
a <sub>3</sub> +c	$[\overline{1}\overline{1}23](11\overline{2}2)$	0.11
-a <sub>3</sub> +c	$[\overline{1}\overline{1}23](11\overline{2}2)$	0.11
<b>a</b> <sub>1</sub>	$[2\overline{1}\overline{1}0](0001)$	0
<b>a</b> <sub>2</sub>	[1210](0001)	0
<b>a</b> <sub>3</sub>	[1120](0001)	0

Температура  $T_{\text{max}}$  пика предела текучести для ориентировки с близка к 100 °C, температура плавления магния  $T_m$ =650 °C. Рассмотрим петлю в плоскости (1122) пирамиды второго рода (рис. 4.3) с вектором Бюргерса

(c+a), равным  $\frac{1}{3} [\bar{11}23]$ .



Рисунок 4.3 – Схематическое изображение дислокационной петли с вектором Бюргерса (*c*+*a*) в плоскости пирамиды второго рода

Каждая из указанных плоскостей содержит один вектор такого типа. Заметим, что (c+a) –сумма векторов, ни один из которых не принадлежит данной плоскости пирамиды второго рода. Если ось деформации параллельна оси **c**, то 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.

В результате при точных ориентировках <0001> и <1120>монокристаллов магния действующими могут быть только пирамидальные системы скольжения с вектором Бюргерса (*c*+*a*) [78].

Особенности пластической деформации монокристаллов магния кратко можно сформулировать следующим образом: пластическая деформация осуществляется либо базисным, либо пирамидальным скольжением второго рода, предел текучести имеет слабое температурное падение при базисном скольжении и немонотонный температурный ход при пирамидальном скольжении второго рода.

Пирамидальное скольжение второго рода наблюдается лишь при таких ориентировках оси деформации, при которых фактор Шмида для **a**-дислокаций равен нулю. Пирамидальное скольжение второго рода 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 главе 3 диссертации приводились электронно-микроскопические изображения заблокированных в процессе пластической деформации дислокаций в магнии. Заметны прямолинейные (*c*+*a*) краевые дислокации, лежащие в плоскости пирамиды второго рода и вытянутые вдоль направлений типа <1100>. Такие же заблокированные краевые дислокации наблюдаются после пирамидального скольжения второго рода при медленном охлаждении, которое было использовано вместо нагрева без нагрузки. Экспериментально наблюдаемое вытягивание краевых дислокаций (*c*+*a*) вдоль выделенных направлений в отсутствии внешнего напряжения является доказательством их автоблокировки в монокристаллах магния.

Предполагая в гексагональной плотноупакованной кристаллической решетке расщепление **a**-дислокаций в базисной плоскости (0001), положим, что ось дислокации параллельна направлению AB (рис. 4.4). Напишем расщепление краевой **a**-дислокации, имеющей вектор Бюргерса **b**=[010] на частичные  $\beta_1$  и  $\beta_2$ :

$$AB = A\delta + \delta B \tag{4.3}$$



Рисунок 4.4 – Схематическое изображение расщепления *а*-дислокаций в базисной плоскости

Раскладывая векторы Бюргерса частичных на краевые и винтовые компоненты (4.4), (4.5):

$$\overrightarrow{A\delta} = \frac{1}{2}\overrightarrow{AB} + \frac{1}{2}\overrightarrow{\delta C}$$
(4.4)

или в индексах Бравэ: 
$$\frac{1}{3} \left[ \overline{110} \right] = \frac{1}{2} [010] + \frac{1}{6} [\overline{210}]$$

$$\overrightarrow{\delta B} = \frac{1}{2}\overrightarrow{AB} + \frac{1}{2}\overrightarrow{C\delta}$$
(4.5)

или в индексах Бравэ: 
$$\frac{1}{3}[120] = \frac{1}{2}[010] + \frac{1}{6}[210]$$

Определяя скалярное произведение векторов в ГПУ решетке [78] по формуле (4.6):

$$(\vec{a}, \vec{b}) = u_1 u_2 + v_1 v_2 - \frac{1}{2} (u_1 v_2 + v_1 u_2) + \omega_1 \omega_2 \cdot \left(\frac{c}{a}\right)^2$$
(4.6)

Коэффициент, учитывающий упругое взаимодействие между частичными имеет вид (4.7):

$$\varphi(\mathbf{b},\mathbf{b}) = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)} (e_1 e_2 + (1-\nu)s_1 s_2) = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)} \cdot \left(\frac{1}{4}a^2 - (1-\nu)\frac{1}{4}\frac{a^2}{3}\right) = \frac{\mu a^2(2+\nu)}{2\pi(1-\nu)12}$$
(4.7)

Предполагая возможность расщепления **a**-дислокации на частичные с векторами Бюргерса типа  $\frac{1}{3} [1\overline{100}]$  согласно реакции (5.13) расщепление (**c**+**a**) дислокации можно представить в виде:

$$(\mathbf{c}+\mathbf{a}) = \boldsymbol{\beta}_1 + (\boldsymbol{\beta}_2 + \mathbf{c}) = (\boldsymbol{\beta}_1 + \mathbf{c}) + \boldsymbol{\beta}_2 = \boldsymbol{\beta}_1 + \mathbf{c} + \boldsymbol{\beta}_2$$
(4.8)

или в индексах Бравэ:

$$\frac{1}{3}\left[\bar{1}\bar{1}23\right] = \frac{1}{3}\left[0\bar{1}10\right] + \frac{1}{3}\left[\bar{1}013\right] = \frac{1}{3}\left[0\bar{1}13\right] + \frac{1}{3}\left[\bar{1}010\right] = \frac{1}{3}\left[0\bar{1}10\right] + \left[0001\right] + \frac{1}{3}\left[\bar{1}010\right]$$

Для краевого сегмента (c+a) дислокации упругое отталкивание определяется (4.7).

Ось дислокаций, участвующих в реакции (4.8), параллельна линии пересечения исходной плоскости пирамиды второго рода с плоскостью базиса, т.е. в данном случае направлению [1100]. Указанный вектор и вектор Бюргерса (**c**+**a**) взаимно перпендикулярны. Это означает, что указанное расщепление может испытывать только краевой сегмент (**c**+**a**) дислокации. Расщепление становится возможным, благодаря взаимному упругому отталкиванию частичных

дислокаций. В результате возникает плоская конфигурация, состоящая из частичных дислокаций, связанных полосами дефекта упаковки с вершинной дислокацией.

Поскольку частичные дислокации имеют единственную плоскость скольжения, а именно плоскость базиса, которая не является плоскостью скольжения **с**-дислокации, то расщепленная (c+a) конфигурация заблокирована и вытянута вдоль линии пересечения плоскостей базиса и пирамиды второго рода.

#### 4.2 Многодолинный потенциальный рельеф и автоблокировка дислокаций в магнии

Когда впервые методом просвечивающей электронной микроскопии удалось наблюдать длинные прямолинейные дислокационные сегменты в интерметаллиде Ni<sub>3</sub>Al, расположенные (выстроенные) вдоль определенных кристаллографических направлений, то первой моделью, объясняющей это явление, явилась модель, основанная на том, что сверхдислокация – это скопление из двух дислокаций (сверхчастичных, соединенных полосой антифазной границы). В упомянутой модели движение, то есть скольжение, одной дислокации происходит за счет упругого поля другой дислокации. И, таким образом, существует движущая сила, которая при наличии анизотропии энергии антифазной границы обеспечивает поперечное скольжение ведущей дислокации, а также содействует расщеплению дислокации в плоскости октаэдра. Наличие прикладываемых напряжений несущественно, поскольку этот процесс возможен в отсутствие внешнего напряжения.

После того как экспериментально автоблокировка дислокаций наблюдалась в TiAl, что освещено в литературном обзоре данной диссертации, было доказано, что заблокированными в результате нагрева после предварительной деформации оказываются не только и одиночные дислокации. В дальнейшем была сверхдислокации, но обнаружена автоблокировка дислокаций в магнии, что и составляет тему исследования данной диссертации, доказано, что автоблокировке подвергаются полные (*c*+*a*)-дислокации. Предложенная ранее модель не могла объяснить явление автоблокировки дислокаций в TiAl и Mg. В интерметаллиде Ni<sub>3</sub>Ge наблюдалась как автоблокировка дислокаций при октаэдрическом скольжении, что объяснялось рамками предложенной модели, так и автоблокировка при кубическом скольжении, что не находило объяснения в рамках упомянутой модели, в магнии наблюдается автоблокировка при пирамидальном скольжении второго рода.

Для объяснения автоблокировки краевых сегментов (*c*+*a*)-дислокаций в магнии предлагается ввести понятие многодолинного потенциального рельефа [11] для краевой (*c*+*a*)-

дислокации в магнии. Тогда каждой долине потенциального рельефа будет соответствовать специфическое состояние дислокации, а потенциальный рельеф будет охватывать все возможные энергетические состояния дислокации. Долинам потенциального рельефа соответствуют равновесные состояния, притом возможен переход между стабильным и метастабильным состояниями дислокации.

Автоблокировка краевой (*c*+*a*)-дислокации и многодолинный потенциальный рельеф краевой (*c*+*a*)-дислокации взаимосвязаны. Автоблокировка - это понижение энергии дислокации за счет изменения ее кристаллогеометрических характеристик: либо посредством расщепления дислокации, либо путем образования планарной конфигурации, либо посредством возникновения дислокационных барьеров. Следует отметить, что данный переход происходит без помощи внешних напряжений. В любом случае, стабильное и равновесное состояние дислокация приобретает в случае превращения из высокоэнергетического состояния в низкоэнергетическое состояние. Переход краевой (*c*+*a*)-дислокации из одного состояния в другое происходит путем зарождения двойного перегиба и движения противоположных перегибов. принадлежащих двойному. Движение одиночных перегибов одиночных обусловлено наличием движущей силы, связанной с разностью в энергиях между различными дислокационными состояниями. Двойной перегиб трансформируется, приобретает несимметричную форму, его движение обеспечивает изменение формы дислокационной линии на прямолинейную.

Электронно-микроскопическое исследование автоблокировки дает возможность определить особенность потенциального рельефа дислокации в любом материале.

Однодолинный потенциальный рельеф дислокации в магнии характеризует наличие у дислокации одного равновесного состояния, которому соответствует долина Пайерлса; нестабильному состоянию соответствует высокоэнергетическое состояние дислокации – холм. Такого рода рельеф характеризует скольжение, в результате которого дислокация периодически оказывается в состояниях с равными значениями энергии.

Скольжение дислокаций по исходным плоскостям, которые не являются плоскостями плотной упаковки, определяется рельефом Пайерлса с многочисленными, менее глубокими, чем рассмотренные выше, долинами и менее высокими холмами. Такой рельеф имеет место, например, для размазанного ядра краевой (c+a)-дислокации дислокации, где смещения атомов локализованы вблизи исходной плоскости скольжения пирамиды второго рода {1122}[79].

Двухдолинный характер потенциального рельефа (рис. 4.5) дислокации демонстрирует наличие двух минимумов энергии, следовательно, двух конфигураций, разделенных потенциальным барьером.



Рисунок 4.5 – Двухдолинный потенциальный рельеф краевых сегментов (*c+a*)дислокаций в магнии в магнии

Заблокированная конфигурация, расщепленная в плоскости базиса (0001) соответствует низкоэнергетической конфигурации, которой отвечает глубокая долина потенциального рельефа краевой (c+a) дислокации. В случае высокой энергии дефектов упаковки [80,81] заблокированным может быть размазанное ядро (c+a) краевой дислокации, где смещения атомов локализованы вблизи плоскости базиса. Поскольку в исходном состоянии дислокация находится в плоскости пирамиды второго рода, то расщеплению дислокации в плоскости базиса (или размазыванию ядра в плоскости базиса) должно предшествовать ее стягивание. Такой стянутой форме дислокации соответствует высокий барьер, отделяющий глубокую долину от менее глубоких.

Следует отметить, что автоблокировка (c+a) дислокаций при пирамидальном скольжении может наблюдаться не только в магнии, но и в каком-либо другом ГПУ металле, в котором при любых ориентировках (исключая **c** ориентировку) доминирует базисное скольжение. Такая ситуация имеет место, например, в кобальте, где действующими являются пирамидальное скольжение второго рода (при **c** ориентировке) и базисное скольжение при других ориентировках, причем энергия дефекта упаковки примерно 26 мДж/м<sup>2</sup>. В этом случае расщепление, описываемое реакцией, будет наблюдаемым. В кобальте реализуется фазовое превращение из ГЦК в ГПУ. Температура равновесия высокотемпературной  $\beta$  (ГЦК) и

низкотемпературной α (ГПУ) фаз в кобальте составляет 417 °C. Однако в реальных условиях наблюдается значительный гистерезис между началом превращения при нагреве (430 °C) и при охлаждении (390 °C). Поэтому эксперимент по предварительной деформации и последующему отжигу необходимо проводить при низких температурах, когда кобальт имеет ГПУ кристаллическую решетку [72].

Поскольку скольжение дислокации с вектором Бюргерса (с+а) по пирамидальной плоскости второго рода (табл.4.1) представляет собой скольжение с наибольшим (для гексагональной плотноупакованной кристаллической решетки) вектором Бюргерса по наименее плотноупакованной плоскости, то скольжение дислокации с вектором Бюргерса (с+а) по плоскости пирамиды второго рода определяется рельефом Пайерлса с многочисленными, менее глубокими, чем в случае однодолинного потенциального рельефа, долинами. Говоря об однодолинном рельефе Пайерлса для стянутой (c+a) дислокации, и рассматривая скольжение этой дислокации по плоскости пирамиды второго рода, можно утверждать, что, поскольку высота всех холмов рельефа одинакова, происходит быстрое истощение пластического течения. Поэтому нужно учитывать, вторую, квазиравновесную структура ядра, обуславливающую самую глубокую долину потенциального рельефа. В противном случае потенциальный рельеф (c+a) дислокации будет однодолинным, что делает невозможным наблюдение аномалии  $\sigma_{v}(T)$  и автоблокировки. Мы полагаем, что долина Пайерлса определяется структурой размазанного ядра краевой (**c**+**a**)-дислокации, где смещения атомов локализованы вблизи исходной плоскости (плоскости скольжения) пирамиды второго рода, а барьер Пайерлса определяется нестабильной структурой ядра краевой (с+а)-дислокации.

В работах [82-85], в результате компьютерного моделирования были получены многочисленные формы ядра краевой (c+a) дислокации, которые включают образование высокоэнергетического поверхностного дефекта при расщеплении в плоскости пирамиды второго рода, образование низкоэнергетического дефекта упаковки при расщеплении в плоскости базиса и т.д. Стоит рассмотреть следующие формы краевой (c+a) дислокации: недиссоциированная (стянутая) форма; ядро, диссоциированное (размазанное) в исходной плоскости пирамиды второго рода; ядро, диссоциированное (размазанное) в плоскости базиса и пересекающихся с ней плоскостях.

Разность в глубине более глубокой и менее глубокой долин потенциального рельефа дислокации  $\Delta E = E_0 - E_d > 0$  определяет эффективную силу, содействующую переходам

дислокации из долины Пайерлса в глубокую долину, то есть определяет эффективную силу автоблокировки.

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 магнии Mg не было очевидным, несмотря на наличие температурной аномалии предела текучести  $\sigma_v(T)$ .

# 4.3 Образование дислокационных барьеров в магнии в отсутствие приложенных напряжений

Возможность вытягивания дислокации вдоль выделенного направления в отсутствие внешнего напряжения составляет часть общей проблемы термоактивированных переходов [86] дислокации между долинами потенциального рельефа. Контролирующим при этом является термоактивированный процесс переброса краевой (*c*+*a*) дислокации из мелкой долины в глубокую, который включает в себя образование двойного перегиба и последующее его превращение в асимметричный перегиб (рис.4.6).



Рисунок 4.6 – Цепочки перегибов в магнии а-экспериментальное наблюдение, б-схема

На схеме рис. 4.66 показано две цепочки перегибов, причем длинные сегменты длиной *d* лежащие вдоль выделенного направления пересечения плоскостей базиса и пирамиды второго рода, соединены короткими сегментами (ассиметричный перегиб) длиной *h*.

Вдоль выделенного направления происходит изменение внутренней структуры дислокации, обеспечивающее понижение ее энергии. Для направлений, достаточно близких к кристаллографически выделенному <1100>, будем считать для простоты, что долины почти

параллельны. Двойной перегиб на краевой (c+a) дислокации состоит из исходных дислокационных отрезков, лежащих в мелкой долине, отрезка длиной d, переброшенного в глубокую долину, и связывающих их одиночных ассиметричных перегибов шириной h (рис.4.6). Введем следующие обозначения:  $E_0$  – энергия дислокации в мелкой долине,  $E_d$  – энергия дислокации в глубокой долине (обе – на единицу длины дислокации).

Определим полную энергию двойного перегиба  $E_{\Sigma}$ 

$$E_{\Sigma} = 2U_1 + U_2 + U_3 - U_4. \tag{4.9}$$

где  $2U_1$  - удвоенная энергия одиночного перегиба

Используя [87], определим вклады в полную энергию двойного перегиба Е<sub>2</sub>:

 $2U_1$  – удвоенная энергия single-kink, U<sub>2</sub> – работа приложенного напряжения  $\sigma$ 

$$U_2 = \operatorname{hb} \sigma a + 2\sigma b \int_0^t y dx, \qquad (4.10)$$

где *а* – параметр гексагональной плотноупакованной решетки;

U<sub>3</sub> – энергия взаимодействия перегибов, которая в случае резких перегибов имеет вид:

$$U_3 = -Ka^2 / (h+l)$$
,  
 $K = k\mu b^2$ , (4.11)

где µ – модуль сдвига, *k* – коэффициент, зависящий от ориентации дислокации;

U<sub>4</sub> – Изменение линейной энергии краевой (*c*+*a*)-дислокации при переходе дислокации в низкоэнергетическое состояние :

$$U_4 = -\Delta E \ d \ , \tag{4.12}$$

$$\Delta E = E_0 - E_d >0 \tag{4.13}$$

Именно вклад U<sub>4</sub>, связанный с разностью глубины долин потенциального рельефа [34] для краевых сегментов (*c*+*a*)-дислокаций, не учитывался ранее.

Критическая конфигурация двойного перегиба [34] определяется путем нахождения минимума энергии  $E_{\Sigma}$  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  $E_{\Sigma}$ , которая зависит от длины *d*:

$$E_{\Sigma}(d) = -(\sigma ba + \Delta E)d - Ka^2 / (d + w_c)$$
(4.14)

Тогда из условия экстремума:

$$\partial E_{\Sigma} / \partial d = 0$$

получаем уравнение для определения критической длины  $d_c$ :

$$(\sigma ba + \Delta E) + \frac{Ka^2}{(d_c + w_c)^2} = 0,$$
 (4.15)

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

$$d_c = \sqrt{\frac{Ka^2}{(\sigma ba + \Delta E)}} \tag{4.16}$$

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:

$$d_c = \sqrt{\frac{Ka^2}{\Delta E}} \tag{4.17}$$

Условием реализации процесса переброса краевого сегмента (с+а)-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 гексагональных кристаллов магния можно ожидать термоактивированного образования неразрушаемых барьеров, что и наблюдалось экспериментально (3 глава диссертации).

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.

Вытягивание дислокации вдоль выделенного направления может происходить путем выбрасывания либо двойного перегиба и его последующей переориентации, либо сразу же - асимметричного перегиба. 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. 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  $d_0$  [88].

#### Выводы по главе:

Показано, что потенциальный рельеф краевой (*c*+*a*)-дислокации при пирамидальном скольжении второго рода является двухдолинным; следствием этого является наблюдение в магнии температурной аномалии предела текучести и автоблокировки;

Кристаллы с гексагональной плотноупакованной кристаллической решеткой, несмотря на ограниченное число систем скольжения, являются удачными объектами для наблюдения автоблокировки. Резкое различие между легким базисным скольжением и пирамидальным скольжением, которое является вынужденным, определяет, в конечном счете, двухдолинный характер потенциального рельефа краевой (c+a)-дислокации.

Представлена модель, объясняющая экспериментально наблюдаемое образование сидячих дислокационных конфигураций (барьеров) в магнии в результате нагрева без внешнего напряжения предварительно деформированных образцов. Получена дислокационная реакция расщепления полной краевой (c+a)-дислокации в плоскости базиса (0001) и определен коэффициент, учитывающий упругое отталкивание между частичными дислокациями  $\overrightarrow{A\delta}$  и  $\overrightarrow{\delta B}$ 

Рассмотрено образование дислокационных барьеров в магнии в отсутствие приложенных напряжений.

Основные результаты, представленные в этой главе нашли отражение в публикациях:

- Первое наблюдение в чистом металле блокировки дислокаций без помощи внешнего напряжения / Б.А. Гринберг, М.А. Иванов, О.В. Антонова, А.М. Власова // Кристаллография.-2012.-Т.- 57, № 4.С. 603.
- Власова, А.М. Аномалии деформационного поведения монокристаллического магния / А.М.Власова, Б.А.Гринберг // Фундаментальные проблемы современного материаловедения.-2014.-Т.11, №1.-С. 105-109.

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 // Успехи физики металлов.-2013.-Т. 14, №2. С. 107.

# <u>Глава 5 Сравнение кубического скольжения в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al с</u> <u>пирамидальным скольжением в магнии</u>

Рассмотрены различные аспекты кубического скольжения: наблюдение октаэдрического скольжения при  $T < T_{\text{max}}$ , и наблюдение кубического скольжения при  $T > T_{\text{max}}$ . Выяснена природа кубического скольжения. Выяснены причины того, почему при кубическом скольжении не наблюдается температурная аномалия  $\sigma_{y}(T)$ .

Сформулированы условия автоблокировки дислокаций после кубического скольжения в интерметаллидах Ni<sub>3</sub>Al, обеспечивающего поперечное скольжение сверхчастичной с учетом образования вслед за ней полосы антифазной границы.

Сформулированы условия автоблокировки дислокаций в магнии Mg после пирамидального скольжения, обеспечивающего образование планарной конфигурации в плоскости базиса (0001).

Сопоставлены кубическое скольжение  $\{001\} < 110 > в$  интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al и пирамидальное скольжение  $\{11\overline{2}2\} < 11\overline{2}3 > в$  магнии. Найдены черты пластического течения, присущие различным материалам, общим специфическим свойством которых является образование барьеров в отсутствие внешнего напряжения.

# 5.1 Потенциальный рельеф дислокации при кубическом скольжении

В интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al, имеющих аномальный ход предела текучести  $\sigma_v(T)$ , пластическая деформация при температурах выше температуры  $T_{\text{max}}$  пика  $\sigma_v(T)$  осуществляется посредством кубического скольжения сверхдислокаций. Действующими при T>T<sub>max</sub> являются системы, имеющие наибольшие среди кубических систем факторы Шмида. При высоких температурах наблюдаются криволинейные дислокации, которые при динамическом нагружении не испытывают блокировки. Однако если после кубического скольжения проводится нагрев без нагрузки, то наблюдаются заблокированные дислокации, 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 [89].

Особый интерес представляет изменение дислокационной структуры сплава Ni<sub>3</sub> (Al, Nb) в том случае, когда температура деформации, нагрева и повторного нагружения была выбрана одной и той же. Дислокации наблюдаются как криволинейные в случае кубического скольжения при 800 °C, как заблокированные при последующем нагреве без нагрузки и вновь как криволинейные после повторного нагружения. 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<sub>3</sub>Ge. Криволинейные дислокации, наблюдаемые при кубическом скольжении ( $T>T_{max}$ ) сменяются на винтовые прямолинейные дислокации при последующем нагреве без нагрузки. Обратим внимание на дислокационную петлю, 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  $T>T_{max}$ . Показано, что в обоих случаях заблокированные дислокации принадлежат первичным кубическим плоскостям скольжения и имеют винтовую ориентацию.

Можно полагать, что в случае двухдолинного потенциального рельефа винтовой сверхчастичной дислокации ½ <110> {001} в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al низкоэнергетическая конфигурация (глубокая долина) возникает в результате диссоциации сверхчастичной дислокации, а именно испускания одной из частичных в плоскость октаэдра. 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 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 [90].

Рассмотрим случай, когда в интерметаллиде типа Ni<sub>3</sub>Al выключено октаэдрическое скольжение и пластическая деформация во всем температурном интервале осуществляется посредством кубического скольжения. Очевидно, что вследствие наличия двух долин соотношения между характерными временами наблюдения автоблокировки должны были бы иметь место и для кубического скольжения. Таким образом, действие только одних кубических систем сделало бы возможным наблюдение аномалии  $\sigma_y(T)$ . Наблюдаемое в

экспериментальных условиях кубическое скольжение наблюдается только при высоких температурах, поэтому следует кубическое скольжение исчезает при  $T < T_{\text{max}}$ , а октаэдрическое скольжение, напротив, исчезает при  $T > T_{\text{max}}$ .

# 5.2 Напряжение включения дислокационного источника с учетом блокировки

Выясним возможную причину того, почему температурная аномалия предела текучести  $\sigma_y(T)$  не наблюдается в случае кубического скольжения в интереметаллидах. Предполагается, что блокировка дислокаций уже на стадии их размножения оказывается существенным фактором, определяющим начало пластического течения [90].

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 **b** (рис. 5.1).



Рис. 5.1 – Заблокированная (а) и критическая (б) конфигурации дислокации, принадлежащей источнику [88]

Если дислокация не испытывает блокировки, то критическая форма (в простейшем случае это полуокружность) будет достигнута при напряжении, равном [5]

$$\sigma f = \mu b/l \tag{5.1}$$

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, определяемом выражением [89]:

$$E_{\rm i} = -Ka^2 / (d+w) ,$$
  
 $K = k\mu b^2 ,$ 
(5.2)

дислокационный сегмент длиной  $l > \lambda_F$  при прогибе вместо критической принимает заблокированную форму. 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. 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:

$$\sigma_{\rm F} f = \mu b / \lambda_{\rm F} \tag{5.3}$$

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 сравнению с  $\lambda_F$ ) оказываются заблокированными. Это означает, что возникает область запрещенных длин сегментов  $l > \lambda_F$ , которые не могут быть источниками дислокаций, несмотря на то, что выполняется соотношение (5.2).

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

$$\lambda_{\rm F} = \tilde{\lambda}_{\rm F} \exp\left(U^{F} / kT\right) \tag{5.4}$$

где *U<sup>F</sup>*-энергия активации блокировки дислокации, принадлежащей источнику. Поскольку изменение линейной энергии при перебросе дислокации из мелкой долины в глубокую [89]:

$$E_{\rm fl} = -\Delta E \ d \ , \tag{5.5}$$

то

$$\sigma_F(T) = \tilde{\sigma}_F \exp\left(-\frac{U^{\rm F}}{kT}\right),\tag{5.6}$$

Полагая, что предел текучести  $\sigma_y(T)$  определяется напряжением включения дислокационного источника  $\sigma_F(T)$ , из (8.5) 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

$$U_{\{100\}}^{F} < U_{\{111\}}^{F} , \qquad (5.7)$$

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

$$\sigma_{\{111\}}^{F}(T) < \sigma_{\{100\}}^{F}(T)$$
(5.8)

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  $\sigma_v(T)$ . Именно такую форму имеет кривая  $\sigma_v(T)$  в сплаве Pt<sub>3</sub>Al

(сверхструктура L1<sub>2</sub>) [91], когда действующими являются только кубические системы скольжения. Было описано значительное число барьеров [5,92,93] с меняющейся при трансформации шириной в плоскости куба, и незавершенных, и завершенных. Работа [94], подтверждает, что при  $T>T_{\rm max}$  октаэдрическое скольжение не наблюдается [89].

# 5.3 Кубическое и пирамидальное скольжение

По природе, два типа скольжения: кубическое скольжение  $\{001\} < 110 > в$  интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al и пирамидальное скольжение  $\{11\overline{2}2\} < 11\overline{2}3 > в$  магнии имеют черты сходства.

На рис. 5.2, рис. 5.3 показано расщепление краевых сегментов дислокационной петли в плоскостях базиса в случае пирамидального скольжения {1122} <1123 > в магнии. На рис 5.3 изображены завершенный барьер Кира-Вильсдорфа (б) и незавершенный завершенный барьер Кира-Вильсдорфа (в), образующихся путем кубического скольжения частичной в интерметаллидах.



Рисунок 5.2 – Схематическое изображение дислокационных барьеров в магнии



Рисунок 5.3 – Различные конфигурации (*c+a*) дислокации: скользящие в плоскости пирамиды второго рода и заблокированные; выделены полосы дефекта упаковки в плоскости базиса.

У дислокационных конфигураций, изображенных на рис. 5.2, рис 5.3 с конфигурациями сверхчастичных в плоскости куба, изображенными на рис. 5.4 отмечается сходство.



Рисунок 5.4 – Скользящая конфигурации сверхдислокации в сверххструктуре L1<sub>0</sub>(а), завершенный барьер Кира-Вильсдорфа (б) незавершенный завершенный барьер Кира-Вильсдорфа (в)

Коэффициент  $\psi(\beta_1, \beta_2)$  определяет равновесную ширину расщепления:

$$l_{SF} = \frac{\Psi(\boldsymbol{\beta}_1, \boldsymbol{\beta}_2)}{\gamma_{\rm sf}} \tag{5.9}$$

Пренебрегая взаимодействием частичных дислокаций с с-дислокацией, можно считать, что выражение (5.9) определяет ширину плоской конфигурации, состоящей из вершинной и частичных дислокаций и пирамидальное скольжение  $\{11\overline{2}2\} < 11\overline{2}3 >$  в магнии, и в случае кубического скольжения  $\{001\} < 110 >$  в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al.

В обоих случаях, выигрыш энергии  $\Delta E_{spl}$  в результате расщепления полной дислокации на частичные равен разности энергий стянутой ( $E_h$ ) и расщепленной ( $E_d$ ) дислокации. Величина  $\Delta E_{split}$  приближенно может быть записана в виде [22]:

$$\Delta E_{split} = E_h - E_d \cong \psi(\beta_1, \beta_2) \ln \frac{l_{sf}}{r_0} - \gamma_{sf} l_{sf} = \psi(\beta_1, \beta_2) \ (\ln \frac{l_{sf}}{r_0} - 1) > 0$$
(5.10)

Здесь  $\gamma_{sf}$  – энергия дефекта упаковки (SF),  $l_{sf}$  – равновесная ширина расщепления,  $\beta$  вектор Бюргерса частичной дислокации;  $r_0$  – радиус ядра дислокации,  $\psi(\beta_1, \beta_2)$ -коэффициент, характеризующий упругое отталкивание между частичными, определяемый (5.9).

В обоих случаях исходные плоскости скольжения (плоскость куба и плоскость пирамиды второго рода) не являются плоскостями плотной упаковки, но являются плоскостями с высоким напряжением Пайерлса. В обоих случаях, испускание частичной дислокации  $\beta_1$  с образованием дефекта упаковки приводит к выигрышу энергии  $\Delta E_{spl}$ . В результате возникает низкоэнергетическая расщепленная конфигурация, принадлежащая пересекающимся плоскостям (исходной плоскости скольжения дислокации и плоскости плотной упаковки) (рис. 5.2, 5.3,5.4).

Для кубического скольжения  $\{001\} < 110 >$  низкоэнергетическими дислокационными конфигурациями являются различные формы барьера Кира-Вильсдорфа, содержащие полосы комплексного дефекта упаковки, для пирамидального скольжения  $\{11\overline{2}2\} < 11\overline{2}3 >$  - плоская конфигурация в плоскости базиса, для которой вершинная **с**-дислокация связана полосами дефектов упаковки с частичными  $\beta_1$  и  $\beta_2$ . В случае высокой энергии дефектов упаковки уже нельзя говорить о расщеплении на частичные, а только о размазывании ядра, имитирующем в какой-то степени это расщепление.

Для двух рассматриваемых видов скольжения, низкоэнергетическая конфигурация соответствует глубокой долине потенциального рельефа дислокации. Она отделена от соседней, мелкой (менее глубокой), долины высоким холмом, которому соответствует стянутая форма дислокации [95].

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 Пайрлса. Такой рельеф имеет место, например, для размазанного ядра дислокации, где смещения атомов локализованы вблизи исходной плоскости.

За автоблокировку в различных материалах – интерметаллидах и гексагональном металле магнии ответственны кубическое скольжение  $\{001\} < 110 >$ , и пирамидальное скольжение  $\{11\overline{2}2\} < 11\overline{2}3 >$ 

Притом экспериментально наблюдаются дислокационные барьеры, ось которых параллельна направлению пересечения исходной плоскости скольжения и плоскости плотной упаковки.

Для обоих видов скольжения (кубического и пирамидального второго рода) наблюдались аналогичные формы вытягивания вдоль выделенного направления [95], включая цепочки перегибов (рис. 3.7, рис. 4.6).

Условия наблюдения кубического скольжения <110>(001) и пирамидального скольжения второго рода  $\{11\overline{2}2\}<11\overline{2}3>$  различны. Кубическое скольжение <110>(001) в интерметаллидах наблюдается при температурах  $T>T_{max}$  практически при любых ориентировках. Исключение составляет ориентировка типа <001>, когда фактор Шмида в любой плоскости куба равен нулю. Пирамидальное скольжение второго рода  $\{11\overline{2}2\}<11\overline{2}3>$  наблюдается при таких ориентировках, когда ось деформации параллельна либо оси **с**, либо плоскости базиса. Только при этих (и очень близких к ним) ориентировках исключено легкое базисное скольжение.

Очевидно, что вследствие наличия двух долин действие только одних кубических систем <110>(001), если бы каким-либо способом были исключены октаэдрические, сделало бы возможным наблюдение аномалии  $\sigma_y(T)$ . И тогда, учитывая сходство кубического скольжения <110>(001) с пирамидальным скольжением второго рода  $\{11\overline{2}2\}<11\overline{2}3>$ , температурная

зависимость  $\sigma_y(T)$  имела бы вид, подобный наблюдаемому в магнии Mg. Вследствие подавления кубического скольжения октаэдрическим при  $T < T_{\text{max}}$  от немонотонного хода  $\sigma_y(T)$  в интерметаллидах остается только его высокотемпературная часть [88].

#### 5.5 Возможные применения автоблокировки дислокаций в магнии

Магниевые сплавы составляют конкуренцию неметаллическим жаропрочным материалам (в области температур до 400 °C). Каркас из заблокированных дислокаций в магнии и сплавах на его основе, являющихся неразрушаемыми при повышении температуры барьерами имеет перспективы применения в условиях высоких температур и низких напряжений (до  $\sigma_{0,2}$ ), например, при ползучести.

Аномальный ход деформационных характеристик является отличительной чертой не только металлического магния, но ряда сплавов на его основе, являющихся основным конструкционным материалом для аэрокосмической промышленности, электроники, оборудования для радиосвязи. В последние годы магниевые сплавы широко применяются в автомобилестроении, с целью понижения веса конструкции и ее удешевления. В основе конструирования новых материалов, макроскопические свойства которых используются, лежат различного рода микромеханизмы блокировки дислокаций. Создание барьеров посредством термических флуктуаций можно рассматривать как один из этапов упрочнения этих материалов.

Магний и его сплавы используются в качестве накопителей водорода. Водородная энергетика получила международное признание, как одно из ведущих перспективных направлений развития глобальной энергетики в XXI веке. Магний может связывать большое количество водорода (в расчете на единицу массы) – 7,6%. Автоблокировка дислокаций в магнии открывает перспективы развития направленной сорбционной емкости магния. Плоские сидячие дислокационные конфигурации, вытянутые вдоль выделенных направлений, образуемые в результате блокировки дислокаций могут являться направленными каналами, в которых обратимое накопление водорода идет вдоль этих направлений. Это может послужить основой для нанотранспортирования водорода.

#### Выводы по главе:

В результате сравнения двух видов скольжения – кубического  $\{001\} < 110 > и$ пирамидального второго рода  $\{11\overline{2}2\} < 11\overline{2}3 >$  показано, что по своей сущности эти два вида скольжения близки: а именно, в обоих случаях скольжение дислокаций по исходным плоскостям, которые не являются плоскостями плотной упаковки, определяется рельефом Пайерлса; низкоэнергетическая дислокационная конфигурация возникает в результате расщепления дислокаций в плотноупакованной плоскости, пересекающей исходную плоскость скольжения.

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 Mg (рис.1.25, рис.1.29).

Поскольку за автоблокировку в интерметаллидах отвечает кубическое скольжение  $\{001\} < 110 >$ , за автоблокировку в магнии отвечает пирамидальное скольжение  $\{11\overline{2}2\} < 11\overline{2}3 >$ то нахождение их общих характерных признаков позволяет, во-первых, расширить концепцию автоблокировки для двух типов материалов, и, во-вторых, открыть перспективы нахождения нового круга материалов, в которых эффект автоблокировки, изучаемый в данной диссертационной работе, также может наблюдаться.

Основные результаты, представленные в этой главе нашли отражение в публикациях:

- Власова А.М. Блокировка дислокаций в монокристаллах магния в отсутствие внешнего напряжения и сопоставление с автоблокировкой в интерметаллидах / А.М. Власова // Фундаментальные исследования.- 2013.-№ 11 (часть 3). -С. 447-450; URL: www.rae.ru/fs/?section=content&op=show\_article&article\_id=10002408
- 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 // Успехи физики металлов.-2013.-Т. 14, №2. С. 107.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аномальное деформационное поведение магния, включающее температурную аномалию  $\sigma_y(T)$  и автоблокировку дислокаций, обладают единой природой. По результатам работы можно сделать следующие выводы:

- Обнаружено явление блокировки дислокаций в отсутствие внешних напряжений в <0001>монокристаллах и <1120>монокристаллах магния, а также в поликристаллическом магнии и сплаве MA2-1 на его основе.
- Методом gb-анализа определен вектор Бюргерса дислокаций, подвергающихся автоблокировке, и определена их ориентация: это краевые (c+a)-дислокации, параллельные кристаллографически выделенному направлению u=<1100> пересечения плоскостей базиса(0001) и пирамиды второго рода {1122}. Показано, что за автоблокировку в монокристаллах магния ответственна пирамидальная система скольжения второго рода {1122} < 1123>.
- Предложена модель автоблокировки в магнии, объясняющая механизмы образования дислокационных барьеров в монокристаллах при нулевом внешнем напряжении, согласно которой барьер - это плоская конфигурация, состоящая из частичных дислокаций, связанных полосами дефекта упаковки с вершинной дислокацией.
- Определено, что аномалию предела текучести и автоблокировку (аномальный температурный ход его деформационных характеристик) в магнии обуславливает двухдолинный характер потенциального рельефа дислокации при пирамидальном скольжении второго рода.
- Проведен сравнительный анализ кубического скольжения {001} <110> в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al и пирамидального скольжения второго рода {1122} <1123 > в магнии. Показано, что в обоих случаях скольжение дислокаций по исходным плоскостям, которые не являются плоскостями плотной упаковки, определяется особенностями рельефа Пайерлса; низкоэнергетическая конфигурация возникает в результате расщепления в плоскости, пересекающей исходную.

Автоблокировка краевой (*c*+*a*)-дислокации и многодолинный потенциальный рельеф краевой (*c*+*a*)-дислокации взаимосвязаны. Автоблокировка - это понижение энергии

дислокации за счет изменения ее кристаллогеометрических характеристик: это либо расщепление дислокации, либо образование планарной конфигурации, либо образование дислокационных барьеров. Данный переход происходит без помощи внешних напряжений. В любом случае, стабильное и равновесное состояние дислокация приобретает в случае перехода из высокоэнергетического состояния в низкоэнергетическое состояние. Переход краевой (с+а)дислокации из одного состояния в другое происходит путем образования двойного перегиба и движения противоположных одиночных. Движение одиночных перегибов обусловлено наличием движущей силы, связанной с разностью в энергиях между различными Двойной перегиб дислокационными состояниями. трансформируется, приобретает несимметричную форму, его движение обеспечивает изменение формы дислокационной линии на прямолинейную.

Электронно-микроскопическое исследование автоблокировки дает возможность определить особенность потенциального рельефа дислокации в любом материале.

Заблокированная дислокационная конфигурация, расщепленная в плоскости базиса, является той низкоэнергетической конфигурацией, которой соответствует глубокая долина потенциального рельефа краевой (**c**+**a**) дислокации. В случае высокой энергии дефектов упаковки заблокированным может быть размазанное ядро (**c**+**a**) краевой дислокации, где смещения атомов локализованы вблизи плоскости базиса.

Для исследованных в настоящей работе пирамидального скольжения в магнии и кубического скольжения в интерметаллиде Ni<sub>3</sub>Ge двухдолинный рельеф имеет близкую форму. В обоих случаях скольжение дислокаций по исходным плоскостям, которые не являются плоскостями плотной упаковки, определяется рельефом Пайерлса. Мелкая долина - это долина Пайерлса; холм, разделяющий мелкие долины, - барьер Пайерлса. Такой рельеф имеет место, например, для размазанного ядра дислокации, где смещения атомов локализованы вблизи исходной плоскости скольжения пирамиды второго рода. Низкоэнергетическая конфигурация, соответствующая глубокой долине потенциального рельефа, возникает в результате расщепления дислокации или размазывания ее ядра в плоскости плотной упаковки, пересекающей исходную. Глубокая долина отделена от соседней, мелкой (менее глубокой) долины высоким холмом, которому соответствует стянутая форма дислокации.

Автор выражает благодарность научному руководителю профессору, д.ф.-м.н., Б.А. Гринберг за руководство работой, а также к.ф.-м.н. О.В. Антоновой за помощь в проведении эксперимента.

102

#### Список работ соискателя

# Статьи в журналах, входящих в перечень ВАК

- А1. Обнаружение автоблокировки (с+а)-дислокаций в магнии / Б.А. Гринберг, М.А. Иванов, О.В. Антонова, А.М. Власова, Н.А. Кругликов, А.В. Плотников // Известия ВУЗов. Физика.-2011.- Т. 54, №8.-С. 58.
- А2. Первое наблюдение в чистом металле блокировки дислокаций без помощи внешнего напряжения / Б.А. Гринберг, М.А. Иванов, О.В. Антонова, А.М. Власова // Кристаллография.-2012.-Т.- 57, № 4.С. 603.
- А3. Власова, А.М. Блокировка дислокаций в монокристаллах магния в отсутствие внешнего напряжения и сопоставление с автоблокировкой в интерметаллидах / А.М. Власова // Фундаментальные исследования.- 2013.-№ 11 (часть 3). -С. 447-450; URL: www.rae.ru/fs/?section=content&op=show\_article&article\_id=10002408
- А4. Блокировка (*c*+*a*)-дислокаций в монокристаллах магния в отсутствие внешнего напряжения / А.М.Власова, Б.А.Гринберг, М.А.Иванов, О.В.Антонова, А.М. Пацелов //Деформация и разрушение материалов.-2014.-№4.-С.10-14.
- А5. Власова, А.М. Аномалии деформационного поведения монокристаллического магния / А.М.Власова, Б.А.Гринберг // Фундаментальные проблемы современного материаловедения.-2014.-Т.11, №1.-С. 105-109.

# Статьи в журналах, не входящих в перечень ВАК

Аб. 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 // Успехи физики металлов.-2013.-Т. 14, №2. С. 107.

#### Тезисы докладов

- А7. А.М. Власова Электронно-микроскопическое исследование автоблокировки дислокаций в магнии // Материалы XLVIII Международной научной студенческой конференции «Студент и научно-технический прогресс»: Физика (Новосибирск, 2010).-С. 274.
- А8. Микроструктура и механические свойства магния после сильной пластической деформации в условиях всестороннего сжатия / Н.А. Кругликов, Б.И. Каменецкий,

А.М. Власова, А.Ю. Волков // Сборник материалов XIX Петербургских чтений по проблемам прочности. - Ч.2. (Санкт-Петербург, 2010).- С. 228.

- А9. Электронно-микроскопическое наблюдение вытягивания дислокаций вдоль выделенного направления в интерметаллиде Ni<sub>3</sub>Ge / A.M. Власова, Б.А. Гринберг, М.А. Иванов, О.В. Антонова, А.В. Плотников, Н.А. Кругликов, Ю.В. Соловьева // Материалы XI Всероссийской молодежной школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, 2010).-С. 146.
- А10. Автоблокировка дислокаций в интерметаллиде Ni<sub>3</sub>Ge при кубическом скольжении: экспериментальные данные / А.В.Плотников, Б.А.Гринберг, М.А.Иванов, О.В.Антонова, Н.А.Кругликов, Ю.В.Соловьева, А.М.Власова // Материалы XI Всероссийской молодежной школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, 2010).- С. 162.
- А11. Реконструкция потенциального рельефа дислокации путем наблюдения автоблокировки / А.М. Власова, Б.А. Гринберг, М.А. Иванов, О.В. Антонова, А.В. Плотников, Н.А. Кругликов, Ю.В. Соловьева // Материалы XI международной научно-технической уральской школы-семинара молодых ученых-металловедов. (Екатеринбург, 2010).- С. 195.
- А12. Первое наблюдение автоблокировки дислокаций в магнии / А.М. Власова, Б.А. Гринберг, М.А. Иванов, Н.А. Кругликов, О.В. Антонова // Материалы XLIX Международной научной студенческой конференции «Студент и научно-технический прогресс»: Физика (Новосибирск, 2011).-С. 303.
- А13. Б.А. Гринберг. Первое наблюдение в чистом металле блокировки дислокаций без помощи внешнего напряжения / Б.А. Гринберг, М.А. Иванов, А.М. Власова // Материалы II московских чтений по проблемам прочности материалов посвященные 80-летию со дня рождения академика РАН Ю.А. Осипьяна (Москва, Черноголовка, 2011).-С. 46.
- А14. А.В. Плотников Автоблокировка дислокаций в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al: обнаружение эффекта и его интерпретация / А.В. Плотников, Б.А. Гринберг, А.М. Власова // «Физическое материаловедение»: V международная школа с элементами научной школы для молодежи: «Микромеханизмы пластичности, разрушения и сопутствующих явлений»: VI Всероссийская молодежная научная конференция; сб. материалов (Тольятти, 2011). -С.31.

- А15. А.М.Власова Блокировка (с+а)-дислокаций в магнии без помощи внешнего напряжения / А.М. Власова, Б.А. Гринберг, О.В. Антонова // «Физическое материаловедение»: V международная школа с элементами научной школы для молодежи: «Микромеханизмы пластичности, разрушения и сопутствующих явлений»: VI Всероссийская молодежная научная конференция; сб. материалов (Тольятти, 2011).- С.41.
- А16. А.В. Плотников Автоблокировка дислокаций в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al: обнаружение эффекта и его интерпретация / А.В.Плотников, Б.А.Гринберг, А.М. Власова // «Микромеханизмы пластичности, разрушения и сопутствующих явлений»: VI Всероссийская молодежная научная конференция; «Физическое материаловедение»: V международная школа: сб. конкурсных докладов (Тольятти, 2011).- С.135.
- А17. А.М. Власова Блокировка (с+а)-дислокаций в магнии без помощи внешнего напряжения / А.М. Власова, Б.А. Гринберг, О.В. Антонова // «Микромеханизмы пластичности, разрушения и сопутствующих явлений»: VI Всероссийская молодежная научная конференция; «Физическое материаловедение»: V международная школа: сб. конкурсных докладов (Тольятти, 2011).- С.36.
- А18. А.М. Власова Автоблокировка дислокаций в различных материалах (Ni<sub>3</sub>Ge,Mg) / А.М. Власова, О.В. Антонова, А.В. Плотников // XII Международная научнотехническая Уральская школа-семинар металловедов-молодых ученых. Сборник научных трудов. (Екатеринбург, 2011).- С. 233.
- А19. А.М. Власова Автоблокировка (с+а)-дислокаций в магнии / А.М.Власова, О.В.Антонова, А.В. Плотников // Материалы XII Всероссийской молодежной школысеминара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, 2011).- С. 105.
- А20. А.М. Власова Превращение скользящей (с+а)-дислокации в заблокированную без помощи внешнего напряжения (магний, магниевый сплав) Тезисы на IX Российской ежегодной конференции молодых научных сотрудников и аспирантов «Физико-химия и технология неорганических материалов» (Москва, 2012).-С. 121.
- А21. Наблюдение автоблокировки (с+а)-дислокаций (Mg, MA2-1) / А.М. Власова, Б.А. Гринберг, О.В. Антонова, А.В. Плотников // XIII Международная научно-техническая Уральская школа-семинар металловедов-молодых ученых. Сборник научных трудов. (Екатеринбург, 2012).-С. 77.

А22. Власова А.М. Превращение скользящих дислокационных конфигураций в заблокированные в монокристаллах магния/ А.М.Власова, Б.А.Гринберг, О.В.Антонова // 54 международная конференция «Актуальные проблемы прочности» (Екатеринбург, 2013).-С.108.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Фридель, Ж.Дислокации / Ж. Фридель – М.: Мир, 1967.-626 с.

[2] Хирт, Дж. / Дж. Хирт, И. Лоте Теория дислокаций -М.: Атомиздат, 1972.-600 с.

[3] Физическая акустика под ред. Мэзона. Том III, часть А Влияние дефектов на свойства твердых тел / М.: Мир, 1969.-578 с.

[4] Indenbom, V. L. Elastic Strain Fields and Dislocation Mobility. Ed. by V. L. Indenbom and J.
 Lothe. / V. L. Indenbom, B. V. Petukhov, J. Lothe //Elsevier Science Publishers B.V.-1992.-P. 491.

[5] Гринберг, Б. А. Интерметаллиды Ni<sub>3</sub>Al и TiAl: микроструктура, деформационное поведение

/ Б.А. Гринберг, М. А. Иванов.- Екатеринбург: УрО РАН, 2002.-359 с.

[6] Greenberg, B. A. Anomalies in Deformation Behaviour of TiAl Intermetallic / B.A. Greenberg, M.
A. Ivanov // Успехи физики металлов.- 2000.-№ 1.-С.9.

[7] Плотников, А.В. Автоблокировка дислокаций в интерметаллидах типа Ni<sub>3</sub>Al: дисс. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.07 / Плотников Алексей Викторович. – Екатеринбург, 2011.-128 с.

[8] Термоактивированная блокировка дислокаций в интерметаллидах и ее последствия: теория и эксперимент / Б.А. Гринберг, М.А. Иванов, О.В. Антонова, А.М. Пацелов, А.В. Плотников // Известия Российской Академии наук. Серия физическая. –2006. –№70. – С. 1331.

[9] Deformation Behavior of Intermetallics: Models and Experiments / B.A.Greenberg, M.A.Ivanov,
 O.V.Antonova, A.M.Patselov, A.V. Plotnikov // Israel Journal of Chemistry. -2007. -№47. -P. 415.

[10] Greenberg, B.A. Blocking and self-locking of superdislocations in intermetallics/ B.A.Greenberg,
 M.A.Ivanov, A.M.Patselov // TMS 2008 Annual Meeting Supplemental Proceedings.- 2008,. V.3.P.165.

[11] Гринберг, Б.А. Некоторые особенности образования и разрушения дислокационных барьеров в интерметаллидах. І. Теория / Б.А. Гринберг, М.А. Иванов // Физика металлов и металловедение.-2006. -Т. 102., № 1. С. 68.

[12] Некоторые особенности образования и разрушения дислокационных барьеров в интерметаллидах. II. Наблюдение заблокированных сверхдислокаций при нагреве без нагрузки / Б.А.Гринберг, О.В.Антонова, М.А. Иванов, А.М. Пацелов, А.В.Плотников // Физика металлов и металловедение. -2006. -Т. 102, № 1. -С. 77.

[13] Особенности структуры и свойств перспективных материалов / Б.А.Гринберг, М.А.Иванов,О.В.Антонова, А.М. Пацелов, А.В. Плотников. – Томск: НТЛ, 2006.-С.263.

[14] Greenberg, B.A. Blocking and self-locking of dislocations in intermetallics / B.A. Greenberg,
 M.A. Ivanov // The Third International Conference on Computational Methods and Experiments in
 Materials Characterization. -Bologna, Italia. -2007.- P. 51.

[15] Гринберг, Б.А. Дислокационные превращения в упорядоченных сплавах и интерметаллидах. / Б.А.Гринберг, М.А. Иванов // Металлофизика и новейшие технологии. –Т. 31, № 1.-2009.-С. 47.

[16] Гринберг, Б.А. Автоблокировка дислокаций: новая концепция / Б.А. Гринберг, М.А. Иванов // Кристаллография. -2009. -Т. 54, № 6. -С. 1023.

[17] Гринберг, Б.А. Реконструкция потенциального рельефа дислокации с помощью эффекта автоблокировки / Б.А. Гринберг, М.А.Иванов, А.В. Плотников // Кристаллография. -2010. -Т. 55, № 6. -С.1085.

[18] О возможности автоблокировки дислокаций в различных материалах / Б.А.Гринберг, М.А.Иванов, Н.А.Кругликов, О.В. Антонова // Физика металлов и металловедение. -2009. -Т. 108, № 1. -С. 93.

[19] Некоторые особенности образования и разрушения дислокационных барьеров в интерметаллидах. Ш. Термоактивированное вытягивание дислокации вдоль выделенного направления в Ni<sub>3</sub>Al / A.M.Пацелов, O.B.Aнтонова, Б.A.Гринберг, М.А.Иванов, А.В. Плотников // Физика металлов и металловедение. -2007. -Т. 104, № 5. -С.534.

[20] Обнаружение эффекта автоблокировки дислокаций в интерметаллидах/ 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. -2008. -№. 12. -С. 2.

[21] Некоторые особенности образования и разрушения дислокационных барьеров в интерметаллидах. IV. Термоактивированное вытягивание дислокации вдоль выделенного направления в TiAl/ Б.А.Гринберг, О.В.Антонова, А.Ю.Волков, М.А.Иванов, Н.А. Кругликов, Ю.П. Кадникова // Физика металлов и металловедение.-2008. -Т. 105, № 5. -С. 523.

[22] Гринберг, Б.А. Некоторые особенности образования и разрушения дислокационных барьеров в интерметаллидах. V. Дислокационные превращения и автоблокировка дислокаций в интерметаллидах / Б.А.Гринберг, М.А. Иванов // Физика металлов и металловедение. -2008. -Т. 105, № 6. -С. 587.
[23] Greenberg, B.A. Strangeness of Deformation Behavior of Intermetallics / B.A.Greenberg,
M.A.Ivanov // In THERMEC'2003 Eds. Chandra T. Et al. Trans. Tech. Publ. UK.-2003. -V.3. -P.
1849.

[24] Плотников, А.В. Исследование термоактивируемой блокировки сверхдислокаций в Niсуперсплаве (в отсутствие внешнего напряжения) / А.В.Плотников, Б.А.Гринберг, А.М. Пацелов // Тезисы докладов 1-й Международной школы "Физическое материаловедение". Тольятти.- 2004. -С. 10.

[25] Escaig, B. Dislocation Splitting And The Plastic Glide Process In Crystals / B. Escaig // J. Phys.
 C.- 1974. -V. 35. -P. 151.

[26] Yamaguchi, M. The deformation behavior of intermetallic superlattice compounds/ M. Yamaguchi,Y. Umakoshi // Progress in Mat. Sci. -1990. -Vol. 34, N 1.-P. 1.

[27] Nabarro, F.R.N. The Effects of the Core Structure of Dislocations: The Case of LI2 Alloys / F.R.N. Nabarro //Solid State Phenomena.-1994.-Vol. 35-36.-P. 19.

[28] Veyssière, P. Microscopy and Plasticity of the L12  $\gamma'$  phase. / P. Veyssière, G. Saada //In: Dislocations in Solids. Edited by Nabarro FRN, Duesbery MS.Amsterdam: Elsevier .-1996.- Vol. 10.- P.255.

[29] Viguer, B. Work hardening in some ordered intermetallic compounds/ B. Viguer, J. L. Martin, J. Bonneville // Dislocations in Solids. Ed. F. R. N. Nabarro and M. S. Duesbery. Amsterdam: Elsevier.-2002.-Vol. 11.-P. 460.

[30] Lall, C. The Orientation and Temperature Dependence of the Yield Stress of Ni<sub>3</sub>(Al, Nb) Single Crystals / C.Lall, S.Chin, D.P. Pope // Metall. Trans. A.- 1979. -V. 10, № 9. -P. 1323.

[31] Термическое и деформационное упрочнение монокристаллов сплавов со сверхструктурой L12 / В. А. Старенченко, Ю. В. Соловьева, С. В. Старенченко, Т. А Ковалевская.-Томск: НТЛ, 2006.-292 с.

[32] Wee, D. M., Suzuki T. Temperature Dependence of the Yield Stress of Ni<sub>3</sub>Fe Single Crystals / D.
M. Wee, T. Suzuki // Trans. JIM. -1981. -V. 22, № 3. -P. 163.

[33] Ordering and Domain Growth in Ni<sub>3</sub>Fe / D.G.Morris, G.T.Brown, R.C.Piller and R.E.Smallman // Acta Met.- 1976. -V. 24.- P. 21.

[34] Автоблокировка дислокаций в интерметаллиде Ni<sub>3</sub>Ge: реконструкция двухдолинного потенциального рельефа / Б.А. Гринберг, М.А. Иванов, О.В. Антонова, Н.А. Кругликов А.В.

Плотников, А.М. Власова, Ю.В. Соловьева // Физика металлов и металловедение-2011.-Т.112, № 2.-С. 215.

[35] Mechanical properties and dislocation structures of TiAl single crystals at 4,2-293 K / T. Kawabata, T. Abumiya, T. Kanai, O. Iumi // Acta met.-1990.-V.38, №8.-P.1381.
[36] Kawabata, T. Positive temperature dependence of the yield stress in TiAl Ll<sub>0</sub> type superlattice intennetallic compound single crystals at 293-1273 K / T. Kawabata, T. Kanai, O. Izumi // Acta met.-1985.-V.33, №7.-P.1355.

[37] Dislocation Transformations and the Anomalies of Deformation Characteristics in TiAl I/ B.A. Greenberg, O.V. Antonova, V.N. Indenbaum, L.E. Karkina, A.B. Notkin, M.V. Ponomarev // Acta Met.- 1991.-V.39.-p.233.

[38] Dislocation transformations and the anomalies of deformation characteristics in TiAl—II. The structure of dislocation ensemble: Experiment and theory/ B.A. Greenberg, O. V. Antonova, V. N. Indenbaum, L.E. Karkina, A. B. Notkin, M. V. Ponomarev, L.V. Smirnov // Acta metall. mater.-1991.-V.39, №2.-P. 243.

[39] Dislocation Transformations and the Anomalies of Deformation Characteristics in TiAl III / B.A. Greenberg, O.V. Antonova, L.E. Karkina, A.B. Notkin, M.V. Ponomarev // Acta Met.-1992.-V.40, №4.-P.815.

[40] Dislocation Transformations and the Anomalies of Deformation Characteristics in TiAl IV / B.A.
Greenberg, O. V. Antonova, L. E. Karkina, A. B. Notkin, M. V. Ponomarev // Acta met.-1992.- V. 40,
№.4.-P.823.

[41] Предводителев, А.А. Дислокации и точечные дефекты в гексагональных металлах / А.А. Предводителев, О.А. Троицкий.-Москва: Атомиздат, 1973.-215 с.

[42] Гринберг, Б.А. Физика прочности и пластичности металлов и сплавов /Б.А.Гринберг, В.Г Пушин.- Свердловск: УрГУ, 1986.- 196 с.

[43] Wonsiewicz, B.C. Plasticity of magnesium crystals / B.C. Wonsiewicz, W.A. Backofen // Trans AIME.-1967.-Vol. 239.-P.1422.

[44] Yoshinaga, H. Deformation mechanisms in magnesium single crystals compressed in the direction parallel to hexagonal axis / H. Yoshinaga, R. Horiuchi // Trans JIM.-1963.-Vol. 4.-P.1.

[45] Yoshinaga, H. On the nonbasal slip in magnesium crystals / H.Yoshinaga, R.Horiuchi // Trans JIM.- 1963.-Vol.5.-P.14. [46] Price, P.B. Nonbasal glide in dislocation-free cadmium crystals.I. The (1011)[1210] systems / P.B. Price // Journal of applied physics.-1961.-V.32, №9.-P. 1746.

[47] Price, P.B. Nonbasal glide in dislocation-free cadmium crystals.II. The (1122)[1123]systems / P.B.
Price //Journal of applied physics.-1961.-V.32, №9.-P. 1750.

[48] Stohr, J. F. Etudeen Microscopie electronique du glissement pyramidal  $\{11\overline{2}2\} < 11\overline{2}3 > dans$  le magnesium / J. F. Stohr, J. P. Poirier // Phil. Mag.-1972.-No 25.-P. 1313.

[49] Obara, T. {1122} < 1123 > slip system in magnesium / T. Obara, H. Yoshinga, S. Morozumi// Acta
 Met.-1973. -Vol. 21, №7. -P. 845.

[50] Ando, S. Temperature dependence of deformation behavior in magnesium and magnesium alloys in single crystals / S. Ando, N.Harada, M. Tsushida // Key Engineering Materials.-2007.-Vols. 345-346.-P.101.

[51] Chapuis, A. Temperature dependency of slip and twinning in plane strain compressed magnesium single ctystals / A. Chapuis, J. H. Driver // Acta Mat.-2011.-No. 59.-P. 1986.

[52] Magnesium alloys-design, processing and properties Edited by Frank Czerwinski. inTech, 2011.-526 p.

[53] Friedrich, H.E. Magnesium technology / H.E.Friedrich, B.L.Mordike.-Springer: Verlag Berlin Heidelberg.-2006. 677 p.

[54] Эмли, Е.Ф. Основы технологии производства и обработки магниевых сплавов / Е.Ф. Эмли-М.: Металлургия, 1972. -488 с.

[55] Томас, Г. Просвечивающая электронная микроскопия материалов / Г.Томас, М.Дж. Гориндж.-М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1983.-320 с

[56] Горелик, С.С. Рентгенографический и электронно-оптический анализ / С. С. Горелик, Ю. А. Скаков, Л. Н. Расторгуев.-М.: МИСиС, 2001.-359 с.

[57] Эндрюс, К. Электронограммы и их интерпретация/ К.Эндрюс, Д.Дайсон, С.Киоун, М.: Мир, 1971. -256 с.

[58] Утевский, Л.М. Дифракционная электронная микроскопия в металловедении / Л.М. Утевский.- М.: Металлургия, 1973. -584 с.

[59] Карькина, Л.Е. Определение типа дислокаций при электронно-микроскопических исследованиях / Л.Е. Карькина, В.М.Алябьев, О.В.Антонова, М.В. Понамарев. -Екатеринбург: УрО РАН, 1992.-39 с.

[60]Первое наблюдение в чистом металле блокировки дислокаций без помощи внешнего напряжения / Б.А. Гринберг, М.А. Иванов, О.В. Антонова, А.М. Власова // Кристаллография.-2012.-Т.- 57, № 4.С. 603.

[61] Черняева, Т.П. Характеристики ГПУ-металлов, определяющие их поведение при механическом, термическом и радиационном воздействии/ Т.П. Черняева, В.М. Грицина// Вопросы атомной науки и техники. -2008. -№2.- С.15.

[62] Yoo, M.H. Slip, twinning, and fracture in hexagonal close-packed metals / M.H. Yoo

//Metallurgical Transactions A. -1981.-V.12A, №3.-P. 409.

[63] Kelly, E.W. Plane-strain compression of magnesium and magnesium alloy crystals / E.W.Kelly,

W.F.Hosford //Transactions of the metallurgical society of aime.-1968.- V.242.- P.5.

[64] First-principles calculations of twin-boundry and stacking-fault energies in magnesium / Y.Wang,

L.-Q. Chen, Z.-K. Liu, S.N. Mathaudhu //Scripta Mat.-2010, № 62.-P.646.

[65] Analyses on compression Twins in magnesium /L.Meng, P.Yang, Q.Hie, W.Mao// Materials transactions.-2008.- Vol.49, №4.-P.710.

[66] The role of strain accommodation during the variant selection of primary twins in magnesium

/J.J.Jonas, Sijia Mu, T.Al-Samman, G.Gottstein, L.Jiang, E.Martin // Acta Mat.-2011.-No59.-P.2046.

[67] Juan, P.-A. Prediction of internal stress during growth of first- and second-generation twins in Mg and Mg alloys /P.-A. Juan, S.Berbenni, L.Capolungo// Acta Mat.-2012.-№60.-P. 476.

[68] Extension twin variant selection during uniaxial compression of a magnesium alloy /Y.Pei,

A.Godfrey, J.Jiang, Y.B.Zhang, W.Liu, Q.Liu // Mat.Sci. and Eng A.-2012.-No550.-P.138.

[69] Robson, J.D. Effect of precipitate shape on slip and twinning in magnesium alloys /J.D.Robson, N.Stanford, M.R.Barnett// Acta Mat.-2011.-№59.-P.1945.

[70] Mu, S. Variant selection of primary, secondary and tertiary twins in a deformed Mg alloy/S.Mu, J.J.Jonas, G.Gottstein//Acta Mat.-2012.-Nº60.-P.2043.

[71] Transmission electron microscopy study of stacking fault and their interaction with pyramidal dislocations in deformed Mg/B. Li, P.F.Yan, M.L. Sui, E.Ma// Acta Mat.-2010.-№58.-P.173.

[72] Обнаружение автоблокировки (с+а)-дислокаций в магнии / Б.А. Гринберг, М.А. Иванов,

О.В. Антонова, А.М. Власова, Н.А. Кругликов, А.В. Плотников // Известия ВУЗов. Физика.-2011.- Т. 54, №8.-С. 58.

[73] Штремель, М.А. Прочность сплавов Часть 2. Деформация / М.А. Штремель.-М.: МИСИС, 1997.- 527 с.

[74] Taira, S. Crystallographic study of yield condition of polycrystalline metals / S.Taira, T.Abe // The Japan society of mechanical engineers.-1968.-Vol.11, No. 45.-P. 419.

[75] Скрябина, Н.Е. Механизмы формирования текстуры сплава АZ31 в процессе РКУП / Н.Е. Скрябина, В.М. Пинюгжанин, Д. Фрушар // Вестник пермского университета. Серия: физика.-2011.-№2 (17). –С.79.

[76] Хоникомб, Р. Пластическая деформация металлов. Пер. с англ. / Хоникомб Р. -М.: Мир, 1972.-408 с.

[77] Блокировка (*c*+*a*)-дислокаций в монокристаллах магния в отсутствие внешнего напряжения / А.М.Власова, Б.А.Гринберг, М.А.Иванов, О.В.Антонова, А.М. Пацелов //Деформация и разрушение материалов.-2014.-№4.-С.10-14.

[78] Сиротин, Ю.И. Основы кристаллофизики / Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская.-М.:Наука, 1979.-639 с.

[79] Власова, А.М. Аномалии деформационного поведения монокристаллического магния /

А.М.Власова, Б.А.Гринберг // Фундаментальные проблемы современного материаловедения.-2014.-Т.11, №1.-С. 105-109.

[80] Transmission electron microscopy study of stacking faults and their interaction with pyramidal dislocations in deformed Mg / B.Li, P.Yan, M.Sui, E.Ma // Acta Mat.- 2010.-№ 58.- P. 173.

[81] The relation between ductility and stacking fault energies / S.Sandlobes, M.Friak, S.Zaefferer, A.Dick, S.Yi, D.Letzig, Z.Pei, L.-F. Zhu, J.Neugebauer, D.Raabe // Acta Mat.- 2012.-№60.-P.3011.

[82] The core structure of a 1/3 [1123] {1122} edge dislocation under applied shear stress in an h.c.p.

model crystal / Y. Minonishy, S. Ishioka, M. Koiwa, S.Morozumi // Phil. Mag. A.-1982.-Vol. 45, №5.-P. 835.

[83] Liang, M.H. Computer simulation of dislocation cores in h.c.p. metals II. Core structure in unstressed crystals / M.H. Liang , D.J. Bacon // Phil. Mag. A.- 1986.-Vol. 53, №2.-P.181.

[84] Large-csale atomistic study of core structures and energetics of dislocations in hexagonal close packed metals / J. R. Morris, K. M. Ho, K. Y. Chen, G. Rengarajan, M. H. Yoo // Modelling Simul. Mater. Sci. Eng..-2000.-№8.-P.25.

[85] Atomic study of edge and screw (c+a)-dislocations in magnesium / T. Nogaret, W. Curtin, J.
 Yasi, L. Hector, D.Trinkle // Acta Mat.-2010.-№58.-P.4332.

[86] Seeger, A. Bildung und diffusion von kinken als grundprozess der versetzungsbewegung bei der messung der inneren reibung / A. Seeger, P. Schiller // Acta Met.-1962. -V. 10, № 4. -P. 348.

[87] Duesbery, M.S. The influence of core structure on dislocation mobility / M.S. Duesbery // Phil. Mag.-1969.-V. 19, № 159.-P. 501.

[88] 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 //
Успехи физики металлов.-2013.-Т. 14, №2. С. 107.

[89] Автоблокировка дислокаций в интерметаллиде Ni<sub>3</sub>Ge: кубическое скольжение /

Б.А.Гринберг, М.А.Иванов, О.В.Антонова, Н.А. Кругликов, А.В. Плотников, А.М. Власова,

Ю.В. Соловьева // Физика металлов и металловедение.-2011.-Т. 111, № 4. –С. 402.

[90] Greenberg, B.A. A theoretical description of the two-step deformation of intermetallics /B.A. Greenberg // Mater. Sci. and Eng. A. Struct. Mat.- 1997.-V.239-240.-P.813.

[91] Louchet, F. The flow stress anomaly in  $\gamma$ -TiAl. / F. Louchet, B. Viguier // Phil. Mag.-1995. -V. 71, No6. -P. 1313.

[92] Wee, D. M. Plastic flow of Pt<sub>3</sub>Al single crystals / D. M. Wee, D.P. Pope, V. Vitek // Acta Metall.-1984.-Vol. 32, N 6. -P. 829.

[93] Veyssier, P. Dislocations in Solids. Ed. M. Duesbery and F. R. N. Nabarro / P. Veyssier, G. Saada // Amsterdam: Elsevier.- 1996.-Vol. 10.-P. 255.

[94] Staton-Bevan, A.E. The deformation behavior of single crystals Ni<sub>3</sub>(Al,Ti) / A.E. Staton-Bevan,
R.D. Rawlings // Phys. Stat. Sol. A.-1975.-V. 29.-P. 613.

[95] Власова, А.М. Блокировка дислокаций в монокристаллах магния в отсутствие внешнего напряжения и сопоставление с автоблокировкой в интерметаллидах / А.М. Власова // Фундаментальные исследования.- 2013.-№ 11 (часть 3). -С. 447-450; URL: www.rae.ru/fs/?section=content&op=show\_article&article\_id=10002408

Плоскость	(XYZ)	(XYUZ)	Индексы нормали		Дислокации в плоскостях					
					a		с		a+c	
				[UVW]	[UVW]	<sup>1</sup> / <sub>3</sub> [XYUZ ]	[UVW]	[XYUZ ]	[UVW]	$\frac{1}{3}$ [XYUZ]
Базис	001	0001			100	<u>2</u> 110				
					010	1210	-			
				[	110	1120			111	4400
Пирамида I рода	011	0111	0221	$\overline{2}\overline{4}1$	100	2110			011	1123 1213
	011	$01\overline{1}1$	0271	241	100	2110			011	1213
	011	0111	0221	241	100	2110	-		111	1123
	101	$10\overline{1}1$	2021	421	010	1210			111	1123
							-		101	2113 1172
	101	1011	2021	$\overline{4}\overline{2}1$	010	1210			101	$2\overline{1}\overline{1}3$
	111	1101	2201	201	110	1120	-		011	1213
	111	1101	2201	221	110	1120	-		101	2113
	<u>1</u> 11	<u>1</u> 101	<b>2</b> 201	221	110	1120			101	2113
	070	0770	0774	201					$\overline{011}$	1213
Пирамида II рода	212	2112	2111	301					101	2113
	212	2112	2111	301					101	2113
	122	1212	1211	031					011	1213
	<u>1</u> 22	1212	1211	031					011	1213
	112	1122	1121	331					111	1123
	112	1122	1121	331					111	1123
Призма I рода	100	1010	1010	210	010	1210	001	0001	-	
	010	0110	0110	120	100	2110	001	0001	-	
-	$110$ $\overline{210}$	1100 $\overline{2}110$	1100 $\overline{2}110$	110	110	1120	001	0001	-	
Призма II рода	170	$\frac{2110}{1710}$	1710	010			001	0001	-	
	110	$11\overline{20}$	1120	110			001	0001	-	

## Приложение. Системы скольжения в ГПУ кристаллической решетке