

УСПЕХИ ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ

Н.С.СТОЛОФФ, Р.Г.ДЭВИС

**Механические
свойства
упорядочивающихся
сплавов**

ИЗДАТЕЛЬСТВО
• МЕТАЛЛУРГИЯ •
1969

PROGRESS IN MATERIALS SCIENCE, VOLUME 13
(INCORPORATING PROGRESS IN METAL PHYSICS)

EDITORS: BRUCE CHALMERS and W. HUME-ROTHERY

The Mechanical Properties of Ordered Alloys

by

N. S. STOLOFF

and

R. G. DAVIES

PERGAMON PRESS

OXFORD • LONDON • EDINBURGH • NEW YORK
TORONTO • PARIS • FRANKFURT

УСПЕХИ ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ

т. 13

Механические свойства упорядочивающихся сплавов

Н. С. СТОЛОФФ, Р. Г. ДЭВИС

Перевод с английского
Л. Б. ВУЛЬФ

под редакцией
В. Г. КУРДЮМОВА



ИЗДАТЕЛЬСТВО
«МЕТАЛЛУРГИЯ»
МОСКВА 1969

Механические свойства упорядочивающихся сплавов.
 Столофф Н. С., Дэвис Р. Г. Перев. с англ.
 Изд-во «Металлургия», 1969, 112 с.

Рассматривается прочность металлических соединений и упорядоченных твердых растворов. Обсуждается влияние порядка на упругие и пластические свойства, деформационное упрочнение, разрушение, усталость и ползучесть этих материалов. Приведен обширный фактический материал по механическим свойствам упорядочивающихся сплавов. Предлагаются модели механизмов деформации, базирующиеся на данных новейших электронномикроскопических исследований.

Предназначается для научных работников, инженеров, студентов и аспирантов, интересующихся вопросами прочности металлов и сплавов. Илл. 53. Табл. 3. Библ. 177 назв.

А

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УПОРЯДОЧИВАЮЩИХСЯ СПЛАВОВ

Редактор издательства Л. М. Гордон Технический редактор Т. С. Гусева

Сдано в производство 20/III 1969 г. Подписано в печать 18/VII 1969 г.

Бумага № 2 типографская 84×108¹/₃₂. 1,75 бум. л. 3,5 печ. л. 5,88 усл.

Уч.-изд. л. 5,70. Изд. № 5102

Тираж 2600 экз.

Заказ 290.

Цена 39 коп.

Издательство «Металлургия», Москва, Г-34, 2-й Обыденский пер., 14

Московская типография № 21 Главполиграфпрома Комитета по печати
 при Совете Министров СССР, Москва, 88, Угрешская, 12

ОГЛАВЛЕНИЕ

От редактора русского перевода	6
Введение	8
Г л а в а I. Образование порядка	9
1. Типы упорядоченных решеток	9
2. Дальний порядок	11
3. Ближний порядок	16
Г л а в а II. Упругие константы	17
Г л а в а III. Дислокационная структура упорядоченных сплавов	19
1. Равновесные дислокационные конфигурации	19
2. Изучение деформированных упорядоченных сплавов с помощью оптической и электронной микроскопии	25
3. Дислокационные пары в сплавах с ближним порядком	35
4. Двойникование	36
Г л а в а IV. Прочность упорядоченных сплавов	41
1. Зависимость предела текучести от степени порядка	42
2. Упрочнение, связанное с образованием антифазных доменов	51
3. Отклонение от стехиометрии	57
4. Температура испытания	59
5. Связь предела текучести с величиной зерна	66
6. Влияние на прочность изменения кристаллической структуры	70
Г л а в а V. Деформационное упрочнение и деформационное старение	75
1. Деформационное упрочнение	75
2. Деформационное старение	81
Г л а в а VI. Разрушение	83
1. Экспериментальное исследование разрушения	84
2. Характер скольжения и теория перехода из пластичного состояния в хрупкое	88
3. Влияние примесей на разрушение металлических соединений	91
4. Влияние окружающей среды	93
Г л а в а VII. Усталость	96
Г л а в а VIII. Ползучесть	98
Г л а в а IX. Пластическая деформация и физические свойства	104
Выводы	106

ОТ РЕДАКТОРА РУССКОГО ПЕРЕВОДА

Упорядочивающиеся твердые растворы и металлические соединения (интерметаллиды) обладают рядом особых электрических, магнитных и механических свойств, в связи с чем они находят широкое и разнообразное применение в современной технике.

Большой класс твердых растворов и интерметаллидов используется в качестве жаропрочных материалов. Вместе с тем растет интерес к выяснению особенностей механизма пластической деформации упорядочивающихся сплавов в зависимости от таких факторов, как температура, скорость и способ деформации, дислокационная и кристаллическая структура, характер и степень порядка и т. д. Именно эти вопросы рассматриваются и обсуждаются в настоящем обзоре. Авторы обзора Н. С. Столофф и Р. Г. Дэвис хорошо известны исследователям, работающим в области пластической деформации упорядочивающихся сплавов.

Предлагаемый читателю обзор называется «Механические свойства упорядочивающихся сплавов». Однако наряду с описанием особенностей изменений механических характеристик значительное внимание в нем уделяется структурным исследованиям и прежде всего электронной микроскопии. Это объясняется тем, что указанный метод внес весьма существенный вклад в развитие представлений о механизме пластической деформации кристаллических тел, в частности упорядочивающихся сплавов.

Авторами рассмотрено и систематизировано большое число работ. При этом основное внимание уделяется обсуждению и анализу представлений, быстро развивающихся в последнее время на основе теории дислокаций. Практически по всем затронутым в обзоре вопросам авторы высказывают свою точку зрения.

Настоящий обзор значительно больше и шире имеющихся в отечественной литературе [176, 177]. Отличи-

тельная черта его состоит в том, что механическое поведение упорядочивающихся сплавов рассматривается в самых разнообразных условиях испытаний (испытания на ползучесть, усталостные испытания, испытания в различных средах).

Обзор представляет собой пособие, весьма полезное для научных работников, инженеров, студентов и аспирантов, интересующихся вопросами теории пластической деформации материалов и, в частности, упорядочивающихся сплавов.

ВВЕДЕНИЕ

В серии «Успехи физики металлов» был опубликован лишь один обзор по упорядочению (1950 г.). В нем рассматривались главным образом вопросы структуры и кинетики [1].

Два других обзора [2, 3] вышли в серии «Физика твердого тела», причем лишь в первом из них имеется небольшой раздел, касающийся механических свойств. Наиболее полно механические свойства упорядочивающихся сплавов были рассмотрены в 1959 г. на Конференции по механическим свойствам металлических соединений [4]. На этой конференции Вестбрук сделал обзор большого числа экспериментальных работ, посвященных получению, методам испытаний и свойствам тугоплавких металлических соединений и полупроводниковых материалов. Были также представлены краткие сообщения о результатах исследований структуры полос скольжения на поверхности деформированных образцов (оптическая микроскопия) и границ антифазных доменов (электронная микроскопия).

Со времени этой конференции благодаря использованию электронной микроскопии был сделан значительный шаг вперед в понимании процессов пластической деформации и разрушения упорядочивающихся сплавов. Появилось много работ, рассматривающих влияние порядка на прочность. Прямое наблюдение сверхдислокаций и границ антифазных доменов в большом числе сплавов подтвердило предыдущие выводы, основанные главным образом на рентгенографических исследованиях. Это значительно способствовало развитию теории течения и деформационного упрочнения в упорядочивающихся структурах, так как сейчас стало возможным не только точно определять степень порядка и размер антифазных доменов, но и наблюдать взаимодействие дислокаций и влияние движения дислокаций на структуру домена. Во многих ранних работах однозначное объяснение механических свойств было невозможно, так как о прочности мате-

риала судили лишь по измерению твердости поликристаллических образцов. Сейчас предпочтение отдается определению механических свойств при испытании на растяжение (лишь очень хрупкие материалы, испытывают на сжатие или измеряют их твердость); при этом все большее внимание уделяется результатам, полученным на монокристаллах [6—9].

В настоящем обзоре в основном рассматриваются металлические соединения (интерметаллиды), которые обычно существуют в ограниченном интервале концентраций, а также упорядоченные первичные твердые растворы. Металлические соединения, как правило, являются упорядоченными вплоть до точки плавления, так что нельзя непосредственно наблюдать эффекты от изменения степени порядка. Последние легко получить на материалах с идентичной структурой, которые могут существовать в неупорядоченном состоянии ниже точки плавления. В предлагаемом обзоре рассмотрено также влияние изменения кристаллической структуры на упорядочение, хотя работ по этому вопросу в последние годы выполнено сравнительно мало. Приведены данные об упругих свойствах, о процессах течения, деформационного упрочнения и разрушения при растяжении, а также о ползучести и усталости. В каждом разделе дается критическая оценка теории обсуждаемого явления. Упрочнение, обусловленное ближним порядком, подробно не рассматривается, так как оно было предметом недавно опубликованного обзора [10].

ГЛАВА I

ОБРАЗОВАНИЕ ПОРЯДКА

1. ТИПЫ УПОРЯДОЧЕННЫХ РЕШЕТОК

Твердый раствор замещения считают неупорядоченным, когда различные атомы расположены случайным образом. Существует много твердых растворов, в которых термодинамически более выгодно, чтобы ниже некоторой критической температуры T_c различные атомы располагались в узлах решетки так, чтобы образовались структуры с определенными атомными соотношениями, например

A_3B и AB . Нетрудно показать, что упорядоченный сплав всегда обладает более низкой симметрией, чем соответствующий неупорядоченный сплав, из которого он образовался [1]. По этой причине на дифракционных картинах от упорядоченных сплавов появляются дополнительные рефлексы, называемые сверхструктурными. Экспериментально впервые существование сверхструктур было

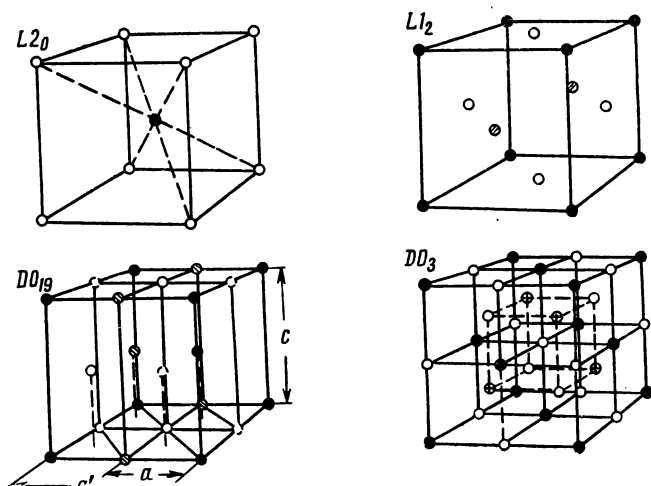


Рис. 1. Типы простых сверхрешеток, в которых при образовании дальнего порядка не происходит изменения кристаллической структуры

обнаружено рентгенографически в Cu_3Au Бейном [11], Иохансоном и Линде [12]. Ранее Курнаков и др. [13] на основании исследований физических и механических свойств пришли к выводу о существовании соединений Cu_3Au и $CuAu$.

Четыре наиболее простых типа твердых растворов, в которых образование сверхструктуры только понижает симметрию без изменения кристаллической структуры, приведены на рис. 1.

Примеры соединений каждого типа даны в табл. 1. Чаше других в упорядоченных сплавах встречается сверхрешетка типа AB , $L2_0$ (часто обозначаемая $B2$), которой в неупорядоченном состоянии соответствует о. ц. к. решетка. Эта структура состоит из двух вставленных одна в другую простых кубических решеток, причем одна

**Твердые растворы, упорядочивающиеся без изменения
кристаллической структуры**

Тип структуры	Примеры
$L2_0$	CuZn, FeCo, NiAl, CoAl, FeAl, AgMg
$L1_2$	Cu ₃ Au, Au ₃ Cu, Ni ₃ Mn, Ni ₃ Fe, Ni ₃ Al, Pt ₃ Fe
$D0_{19}$	Mg ₃ Cd, Cd ₃ Mg, Ti ₃ Al, Ni ₃ Sn
$D0_3$	Fe ₃ Al, Fe ₃ Si, Fe ₃ Be, Cu ₃ Al
$L1_0$	AuCu, CoPt, FePt, FePd

подрешетка состоит только из атомов *A*, а другая — только из атомов *B*, как показано на рис. 1. Типичный пример этой структуры — β -латунь. Примерами остальных трех видов сверхструктур являются Cu₃Au (г. ц. к.), Mg₃Cd (г. п. у.) и Fe₃Al (о. ц. к.).

Как видно из рис. 1, эти сверхструктуры образованы четырьмя вставленными одна в другую подрешетками, причем атомы *B* (формула соединений A_3B) занимают одну подрешетку, а атомы *A* — три остальные. Простейшая из этих сверхструктур — г. ц. к. решетка типа $L1_2$, в которой при упорядочении не изменяется размер элементарной ячейки. Элементарная ячейка г. п. у. решетки типа $D0_{19}$ в упорядоченном состоянии соответствует четырем элементарным ячейкам в разупорядоченном состоянии, при этом отношение осей уменьшается вдвое: период *c* остается без изменения, а длина периода *a* удваивается. Структура типа $D0_3$ является наиболее сложной из простых сверхструктур, она построена из восьми элементарных о. ц. к. ячеек и может быть представлена совокупностью четырех вставленных одна в другую г. ц. к. решеток.

В сплавах, которые при упорядочении изменяют кристаллическую решетку, наиболее часто встречается сверхструктура типа $L1_0$ (рис. 2). Типичный представитель этой группы — CuAu, в котором неупорядоченная г. ц. к. решетка превращается в упорядоченную гранецентрированную тетрагональную с отношением осей от 0,9 до 1.

2. ДАЛЬНИЙ ПОРЯДОК

Отклонение от полного дальнего порядка можно получить термообработкой или изменением химического состава. Степень дальнего порядка выражается параметром

Брегга — Вильямса S , определяемым по формуле (1):

$$S = \frac{p-r}{1-n}, \quad (1)$$

где p — вероятность того, что узел, принадлежащий подрешетке A , действительно занят атомом A ;

r — относительная концентрация атома A в бинарном сплаве;

n — относительная концентрация узлов подрешетки A .

Согласно этому определению с увеличением степени порядка величина S изменяется от 0 до 1. Характер изменения степени порядка с температурой зависит от кри-

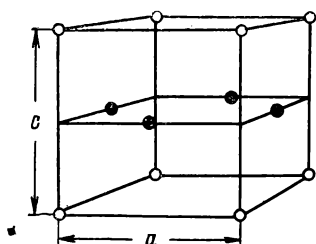


Рис. 2. Сверхрешетка типа $L1_0$, образование порядка в которой сопровождается изменением кристаллической структуры: г. ц. к. переходит в гранецентрированную тетрагональную

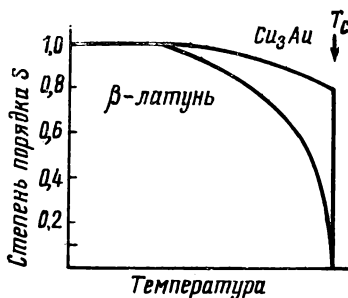


Рис. 3. Зависимость степени порядка от температуры в β -латуни (структура типа $L2_0$) и в Cu_3Au (структура типа $L1_2$)

сталлической структуры. При нагреве образца полностью упорядоченного сплава типа $L1_2$ или $D0_{19}$ в почти равновесных условиях S будет медленно уменьшаться от 1 до $\sim 0,8$, как показано на рис. 3. При температуре T_c степень порядка S уменьшается скачком от 0,8 до 0, и при всех температурах выше T_c S равно нулю. На рис. 3 также показано, что для структур $L2_0$ и $D0_3$ S непрерывно уменьшается от 1 до 0 по мере приближения к температуре T_c . Некоторые сплавы со сверхрешеткой типа $L1_2$ и $D0_{19}$, например Ni_3Mn [14] и Mg_3Cd [15], при повышении температуры проходят через состояние двухфазного равновесия упорядоченной и неупорядоченной фаз. Это затрудняет расчет степени порядка, так как рентгенографические исследования и измерения других свойств мас-

сивных образцов показывают непрерывный рост S от 0 до 1, поскольку с изменением температуры меняется соотношение количеств упорядоченного и разупорядоченного материала. И действительно, первые исследователи [16] на основании данных по изменению теплоемкости сделали ошибочное заключение, что Mg_3Cd разупорядочивается подобно β -латуни, в то время как на самом деле в упорядоченных областях степень порядка изменяется только от 1 до $\sim 0,8$, как в случае Cu_3Au .

Чтобы однозначно установить характер изменения порядка с температурой, надо производить одновременные измерения ширины основной рентгеновской линии и степени порядка. В случае сосуществования упорядоченных и разупорядоченных областей рефлексы будут уширяться или расщепляться. Это обусловлено различием в периодах упорядоченной и неупорядоченной решеток. Когда разница большая, наблюдаются два самостоятельных рефлекса, при малой разнице периодов происходит уширение линии благодаря частичному наложению рефлексов.

Упорядочение по типу $L1_2$ часто называют упорядочением первого рода (оно развивается путем зарождения и роста центров новой фазы), а упорядочение по типу $L2_0$ упорядочением второго рода (или гомогенным упорядочением). Упорядочение путем зарождения и роста доменов описывается моделью, согласно которой малые сильно упорядоченные области образуют зародыши и затем растут внутри неупорядоченной матрицы до соприкосновения друг с другом. В противоположность этому гомогенное упорядочение характеризуется постепенным увеличением числа связей между атомами разного сорта по всей решетке одновременно при понижении температуры. Однако ни одну реакцию упорядочения нельзя отнести к строго определенному типу. Например, в сплаве Cu_3Au , являющемся классическим примером превращения первого рода, упорядочение может происходить гомогенно при увеличении S от 0,8 до 1 при понижении температуры отжига. В то же время в сплаве Fe_3Al , который упорядочивается гомогенно при непрерывном охлаждении, изотермическое превращение происходит по механизму зарождения и роста доменов [17]. Так как маленькие домены наблюдались даже в сплаве $Fe-Co$ (типа $L2_0$), можно предположить, что во всех сплавах в изотермиче-

ских условиях образование сверхструктур может происходить путем зарождения и роста упорядоченных областей.

В процессе образования сверхструктуры возникают локальные отклонения от равновесного порядка. Упорядочение по механизму зарождения и роста может происходить и в сплавах

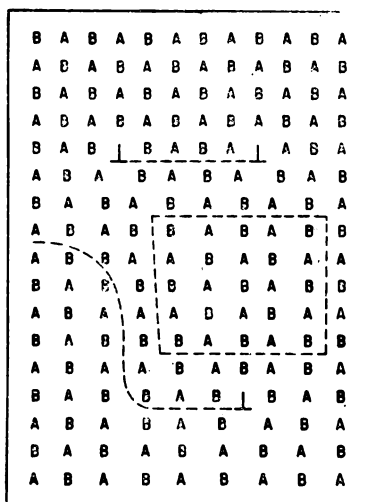


Рис. 4. Схематическое представление сверхдислокации в идеализированной простой кубической решетке, а также двух термически образованных антифазных границ, одна из которых заканчивается обычной дислокацией (Марцинковский [5])

типа AB , причем атомы A в одних зародышах упорядоченных областей могут занимать подрешетку 1, а в других — подрешетку 2. Внутри кристалла, следовательно, будет приблизительно равное число областей, называемых доменами, в которых атомы A расположены в разных подрешетках. При соприкосновении доменов образуется поверхность контакта, которую называют границей антифазных доменов, чтобы подчеркнуть разницу в заполнении подрешеток по разные стороны границы, как показано на рис. 4. С увеличением времени отжига одни антифазные домены будут расти за

счет других, так что при достаточно длительном отжиге каждое зерно должно состоять из одного домена. В структуре $L2_0$, которая состоит только из двух подрешеток, домены растут с большой скоростью, так как в этом случае не могут быть образованы устойчивые «пенистые» структуры [1]. В сплавах A_3B , состоящих из четырех подрешеток, устойчивые структуры могут возникать, поэтому домены в них растут сравнительно медленно.

Впервые предположение о существовании антифазных доменов было сделано на основании анализа уширения линий на рентгенограммах и измерений удельного элек-

тросопротивления [18], и лишь недавно с помощью электронной микроскопии были получены непосредственные доказательства существования доменов [5]. Теория контраста подробно рассмотрена Марцинковским [5], так

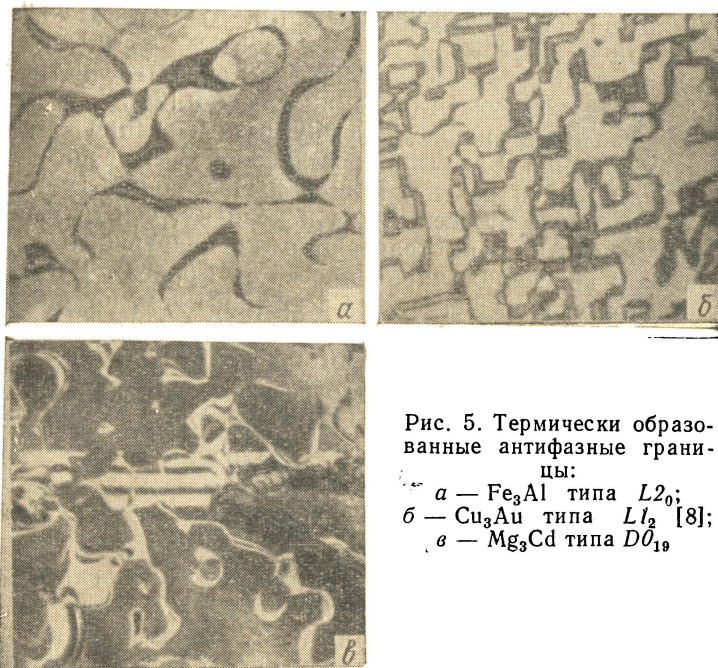


Рис. 5. Термически образованные антифазные границы:

- а — Fe_3Al типа $L2_0$;
- б — Cu_3Au типа $L1_2$ [8];
- в — Mg_3Cd типа $D0_{19}$

что здесь мы обсудим только самые важные экспериментальные данные.

В 1958 г. Огава с сотр. [19] первыми непосредственно наблюдали антифазные границы в сверхструктуре CuAuII , а Фишер и Марцинковский [20] подробно объяснили механизм контраста, благодаря которому они выявляются. Марцинковский и Браун [24] в Fe_3Al с решеткой $L2_0$ наблюдали «термические» границы антифазных доменов, а позднее Браун [22] сообщил о существовании доменов в β -латуни. Границы доменов в этих о. ц. к. материалах состоят из замкнутых петель неправильной формы, наблюдаемых в виде светлых или темных лент, а иногда в виде пары параллельных линий (см. рис. 5, а). Типичная кар-

тина для Cu_3Au показана на рис. 5, б; характерно, что границы по размеру и форме неодинаковы и образуют лабиринтный рисунок, и, кроме того, они стремятся располагаться по плоскостям куба [20, 23]. Для этого материала наблюдается хорошее соответствие между величинами доменов, измеренными на тонких фольгах и полученными рентгенографически [5]. В случае Ni_3Mn , хотя тип сверхрешетки тот же, что и у Cu_3Au , домены представляют собой стержнеобразные области в матрице, по-видимому, имеющей ближний порядок [24].

Первое прямое наблюдение антифазных границ в сверхструктуре типа $L1_0$ было проведено на CuAu Глоссомом и Пэшли [25], а позднее Пэшли и Пресландом [26]. Во время перехода от беспорядка к порядку, оси C_0 сверхрешетки CuAu I выстраиваются параллельно $[001]$ и при этом перпендикулярно плоскости фольги¹. В гексагональной сверхрешетке Mg_3Cd границы доменов наблюдали Дэвис и Столофф [15], а также Блекберн. Границы в Mg_3Cd в отличие от Cu_3Au не лежат в каких-либо предпочтительных кристаллографических плоскостях (рис. 5, в), а, по-видимому, располагаются в любой плоскости, содержащей вектор $\frac{a}{2} \langle 1120 \rangle$.

3. БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК

При температурах выше T_c , а также во многих сплавах, закаленных от температур выше T_c , наблюдается значительный ближний порядок; т. е. количество пар разнородных атомов больше, чем определяется составом. Параметр ближнего порядка σ характеризует в среднем степень окружения каждого атома соседями другого сорта. Параметр дальнего порядка S выражает долю правильных атомных пар в подрешетках, усредненную по всей решетке. Ниже T_c параметры S и σ связаны между собой, в частности для $S = 1$ параметр σ также должен равняться 1. Параметр ближнего порядка обычно измеряется выше T_c , и известно, что σ уменьшается с повышением температуры. Наблюдается также некоторое увеличение степени ближнего порядка в ряде закаленных сплавов при изотермическом отжиге ниже T_c [27, 28].

¹ Плоскостью фольги в этом случае была плоскость $\{100\}$.
Прим. ред.

УПРУГИЕ КОНСТАНТЫ

Теория упругости кристаллов основывается частично на взаимодействии между соседними атомами, и, следовательно, когда происходит переход порядок — беспорядок и тип соседей изменяется, меняются упругие константы. Увеличение степени порядка приводит к повышению модулей, за исключением двух случаев Fe_3Al и Cd_3Mg , когда при образовании порядка величина модулей уменьшается. Изменение упругих констант монокристаллов Cu_3Au исследовано Зигелем [29] в интервале температур от 25 до 450 °C (критическая температура упорядочения ~ 390 °C); Флинн, Мак-Манус и Рэйн [30] измеряли упругие константы упорядоченного и разупорядоченного Cu_3Au в интервале температур от -269 до 25 °C, в котором степень порядка не изменяется. Значения упругих констант упорядоченного Cu_3Au , измеренные в обоих исследованиях при 25 °C, довольно хорошо совпадают. Три основные упругие константы S_{11} , S_{12} , S_{44} увеличиваются с температурой линейно вплоть до температуры ~ 250 °C, выше которой скорость их возрастания увеличивается, и при T_c имеет место скачок, как видно из рис. 6. Температурная зависимость упругих констант определяется изменениями двух типов: 1) почти линейным изменением, характерным для большинства чистых металлов, и 2) нелинейным изменением (при температурах выше ~ 250 °C), связанным с уменьшением степени порядка и сопровождаемым скачком при T_c . Аналогичное скачкообразное изменение модуля Юнга при T_c наблюдалось для Cu_3Au [31] и в родственных упорядоченных структурах Ni_3Mn [32] и Cu_3Pt [33].

В случае β -латуни характер изменения упругих констант иной. В противоположность Cu_3Au основные упругие константы S_{11} , S_{12} и S_{44} β -латуни изменяются непрерывно при прохождении через T_c , при этом S_{44} непрерывно увеличивается с температурой, а S_{11} и S_{12} от 25 до ~ 200 °C уменьшаются, а затем быстро возрастают до T_c [34]. Модуль Юнга в β -латуни [35] и FeCo , имеющих одинаковую кристаллическую структуру, увеличивается непрерывно при возрастании степени порядка. В спла-

вах с гексагональной решеткой Mg_3Cd [36], Ag_3In и Cu_3Ga [37], для которых измерялась температурная зависимость упругих модулей, наблюдается ожидаемое увеличение модулей при возрастании степени порядка. С другой стороны, в гексагональном Cd_3Mg [36] модули не-

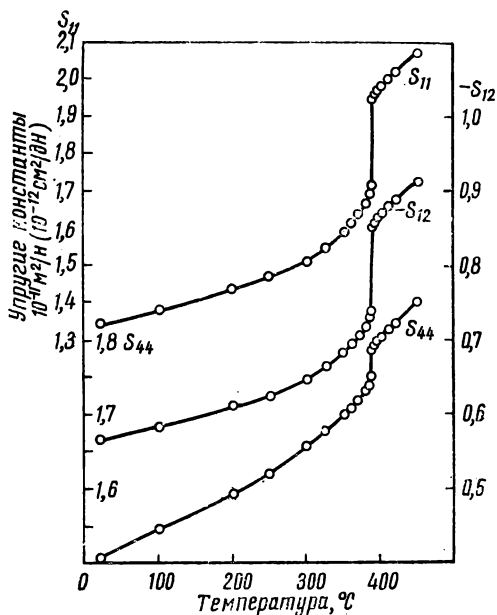


Рис. 6. Температурная зависимость важнейших констант упругости S_{11} , S_{12} и S_{44} для Cu_3Au (Зигель [29])

сколько уменьшаются при упорядочении, как это имеет место и в о. ц. к. сплаве Fe_3Al [38—40]. Ямамото и Танигучи [38], а также Дэвис с сотрудниками [41] изучали зависимость изменения модулей от состава при упорядочении и наблюдали минимум для состава $Fe - 25\%$ (ат.) Al . Хрен [40] исследовал зависимость модулей от температуры и наблюдал пик при T_c ($540^\circ C$).

В сплавах, в которых при упорядочении происходит изменение кристаллической структуры, поведение модулей Юнга значительно сложнее; в $CoPt$ [42], Cu_3Pd [33], $AgCd$ [33, 43] и Au_3Cd [44] модули увеличиваются при возрастании порядка обычным образом; в $CuAu$ они уве-

личиваются при образовании структуры CuAuI (тетрагональная) и уменьшаются при образовании структуры CuAuII (орторомбическая) [45].

В большинстве случаев влияние порядка на упругие константы мало: 3—10%. Поэтому изменение механических свойств при упорядочении можно в основном объяснить изменением дислокационной структуры и характера взаимодействия дислокаций, а не изменением упругих свойств кристаллов.

ГЛАВА III

ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА УПОРЯДОЧЕННЫХ СПЛАВОВ

1. РАВНОВЕСНЫЕ ДИСЛОКАЦИОННЫЕ КОНФИГУРАЦИИ

Келер и Зейтц [46] впервые показали, что при движении обычной дислокации в упорядоченной решетке позади нее структура не восстанавливается, а возникает нарушение порядка в форме антифазной границы (АФГ). Поэтому, чтобы исключить затраты дополнительной энергии на создание антифазных границ, дислокации в упорядоченном сплаве передвигаются группами, в которых соседние дислокации связаны полосками антифазных границ, так что позади движущейся группы дислокаций не происходит изменения порядка. Такая группа из двух или большего числа единичных дислокаций одного знака называется сверхдислокацией.

Белл и др. [47] показали, что при компланарном движении дислокаций трудно отличить сверхдислокации на электронномикроскопическом снимке от диполей (пары краевых дислокаций противоположных знаков, лежащих в близких параллельных плоскостях скольжения), если только не проведены тщательные эксперименты с контрастом. Используя теорию дифракционного контраста на дислокациях, эти авторы убедительно доказали, что сверхдислокации в упорядоченных сплавах действительно существуют. Ниже приводится краткий обзор методов, поз-

воляющих различать возможные дислокационные конфигурации.

Дислокация видна, если ее вектор Бюргерса не параллелен плоскости отражения, т. е. $\bar{g}\bar{b} \neq 0$, где \bar{g} — вектор отражения, а \bar{b} — вектор Бюргерса. Направление \bar{b} устанавливается путем нахождения условия $\bar{g}\bar{b} = 0$ для известного \bar{g} . Так как сверхдислокации представляют собой пары дислокаций одного и того же знака, а диполи являются парами дислокаций противоположных знаков, то должно быть только установлено, одинаковы или различны знаки двух векторов Бюргерса. Это осуществляется путем определения относительного положения изображения дислокаций пары в различных дифракционных условиях.

Положение изображения определяется $\bar{g}\bar{b}$ и s (мера отклонения от условия Брэгга в обратном пространстве). Изображение лежит по одну или по другую сторону истинного положения дислокации в зависимости от того, положительно или отрицательно $(\bar{g}\bar{b})s$. Если знак какого-либо из этих параметров изменяется, а два других параметра остаются постоянными, то знак произведения изменяется и изображение дислокации меняет положение. Рис. 7 иллюстрирует опыт с поворотом объекта для изменения \bar{g} или s . Направление \bar{g} может быть изменено на обратное путем осторожного поворота фольги (постоянство s контролируют по положению линий Кикучи). Это эквивалентно непрерывному прохождению полного изгибного контура через интересующую нас область; s может быть изменено путем перемещения половины изгибного контура через эту область. Если пара является сверхдислокацией, то расстояние между изображениями дислокаций не будет изменяться, потому что произведение $(\bar{g}\bar{b})s$ будет одного и того же знака для обеих дислокаций как до, так и после поворота. Однако если пара является диполем, то расстояние будет либо увеличиваться, либо уменьшаться из-за того, что изменение в положении изображения происходит противоположным образом для каждой дислокации. Знак s будет постоянным, если два наблюдения произведены по одну сторону от изгибного контура, так как максимум светлопольного контраста наблюдается при положительных значениях s для каждого действующе-

го отражения. Значение s можно сделать отрицательным при постоянном \bar{g} путем перехода к темнопольному изображению.

Сверхдислокации были однозначно идентифицированы в Cu_3Au методом дифракционного контраста [8, 47], а пары

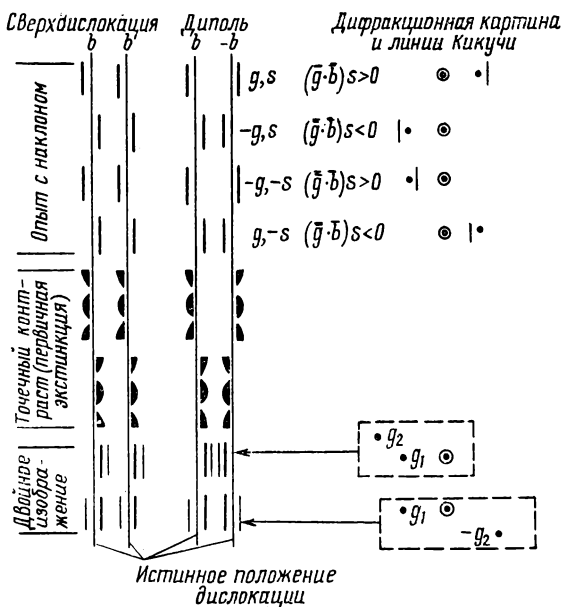


Рис. 7. Схематическое изображение положения дислокационных пар в зависимости от дифракционных условий (Белл и др. [47])

дислокаций, которые несомненно являются сверхдислокациями, наблюдались в Ni_3Mn [48], Fe_3Al [49] и FeCo [50]. Равновесное расстояние между единичными дислокациями, составляющими сверхдислокацию, определяется из условия равенства силы взаимного отталкивания между дислокациями одного знака и поверхностного натяжения антифазной границы, связывающей единичные дислокации. Расчеты энергий сплавов с различными кристаллическими структурами будут отличаться в деталях. В качестве примера рассмотрим расчет для простой структуры $L2_0$.

Вектор Бюргерса обычной дислокации в разупорядо-

ченной о. ц. к. структуре типа AB составляет $\frac{1}{2} a_0 \langle 111 \rangle$, тогда как в соответствующей сверхрешетке $L2_0$ практически существует пара, показанная на рис. 8. Две не-

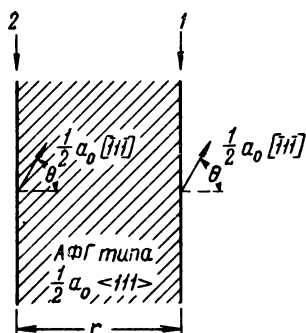


Рис. 8. Сверхдислокация типа $a_0 [111]$ в сверхрешетке типа $L2_0$ (Марцинковский [5]):
1, 2 — дислокации

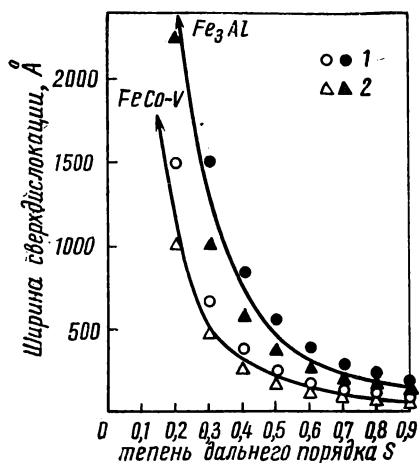


Рис. 9. Изменение расстояния между дислокациями, составляющими сверхдислокацию, в зависимости от степени дальнего порядка для FeCo—V и Fe_3Al :
1 — краевые дислокации; 2 — винтовые

расщепленные дислокации $\frac{1}{2} a_0 \langle 111 \rangle$ разделены промежутком шириной r . Чтобы вычислить r для сверхрешетки $L2_0$ приравниваем силы отталкивания F_R между двумя одинаковыми дислокациями и поверхностное натяжение $E_{L2_0}\{hkl\}$ антифазной границы [51]. Для дислокаций смешанного типа

$$F_R = \frac{1}{r} \frac{Gb^2}{2\pi} \left[\sin^2 \theta + \frac{\cos^2 \theta}{1 - \nu} \right], \quad (2)$$

тогда как

$$E_{L2_0}\{hkl\} = \frac{4hE_{OR}S^2}{a_0^2 \nu N^2}, \quad (3)$$

где

$$N^2 = h^2 + k^2 + l^2 \quad \text{и} \quad h \geq k \geq l,$$

$$E_{OR} = \frac{kT_c}{4}. \quad (4)$$

Энергия антифазной границы, определяемая уравнением (3), изменяется от минимального значения $1,41 E_{OR}/a^2$ на плоскости (110) до максимального $1,63 E_{OR}/a_0^2$ на плоскости {211} [52]. Расстояние между сверхдислокациями на плоскости (110) определяем, приравняв (2) и (3) и подставив E_{OR} из (4):

$$r = a_0^2 \frac{\sqrt{Gb^2}}{2\pi kT_c S^2} \left[\sin^2 \theta + \frac{\cos^2 \theta}{1-\nu} \right]. \quad (5)$$

Для полностью упорядоченного FeCo, т. е. при $S = 1$, из уравнения (5) получим, что расстояние между винтовыми дислокациями составляет 43 \AA ,* а между краевыми 61 \AA . Соответствующие значения r для β -латуни приблизительно на 30% выше, что обусловлено более низкой энергией упорядочения. Так как величина r обратно пропорциональна S^2 , то расстояние между дислокациями быстро увеличивается по мере уменьшения порядка, как показано на рис. 9 [53]. В частично упорядоченном FeCo ($S = 0,59$) наблюдались дислокационные пары со средним интервалом в 125 \AA , что согласуется с нашим расчетом [50].

Объемноцентрированная кубическая структура $D0_3$ сложнее для расчета, чем структура $L2_0$, так как сверхдислокация в ней состоит из четырех единичных дислокаций [21], но и в этом случае можно аналогичным способом рассчитать равновесное расстояние [53]. Результаты расчета для Fe_3Al также представлены на рис. 9; вид кривой такой же, как и у FeCo. Для г. ц. к. структуры $L1_2$ надо учитывать еще одну особенность: каждая единичная дислокация может сама диссоциировать на частичные дислокации, разделенные дефектом упаковки (ДУ) с другим равновесным расстоянием r_1 (см. рис. 10). Зависимость r и r_1 от энергии упорядочения была проанализирована Марцинковским и др. [54], которые получили для r уравнение, идентичное по форме уравнению (5).

Данные о влиянии порядка на энергию дефекта упаковки и r_1 противоречивы. Марцинковский и Миллер первоначально предположили, что порядок должен увеличивать энергию дефекта упаковки, и, следовательно,

* $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$.

уменьшать r_1 . Экспериментальное доказательство этой точки зрения было получено при изучении дислокационной структуры Ni_3Mn [48]. Однако Марцинковский и Звелл [55] недавно высказали предположение, что энергия дефекта упаковки в Cu_3Au понижается при упорядочении. Поскольку расстояние r_1 при электронномикроско-

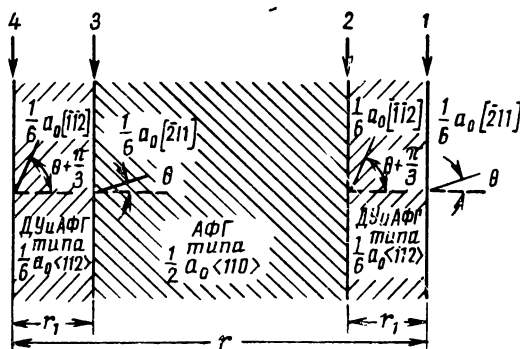


Рис. 10. Сверхдислокация типа $a_0 [\bar{1}01]$ в сверхрешетке типа $L1_2$ (Марцинковский [5])

пическом исследовании обычно не разрешается, мы видим только пару дислокаций, состоящих из частичных дислокаций 1—2 и 3—4. Расстояние между этими парами частичных дислокаций является, следовательно, достаточно точной мерой r . Хорошее согласие между измеренными и вычисленными значениями r в зависимости от степени порядка было получено для Cu_3Au [54] и Ni_3Mn [48].

Следует иметь в виду, что сплав Cu_3Au разупорядочивается скачкообразно при изменении S от 0,8 до 0 при T_c , так что в упорядоченном состоянии r изменяется только от 100 до 200 Å. В этом отношении сплав Cu_3Au отличается от ранее описанных о. ц. к. упорядоченных сплавов, для которых r изменяется почти от 100 Å до нескольких тысяч ангстрем.

Для других упорядоченных структур аналитических выражений зависимости ширины дислокации от порядка пока не имеется. Марцинковский [5] рассмотрел природу скольжения и в базисных и в призматических плоскостях гексагональной структуры $D0_{19}$. При базисном скольжении конфигурация атомов между какими-нибудь соседними плоскостями $\{0001\}$ идентична конфигурации атомов

между любыми двумя $\{111\}$ плоскостями сверхрешетки $L1_2$. Если считать существенными взаимодействия только первых ближайших соседей в каждой из этих сверхрешеток, то дислокационная конфигурация должна быть идентичной в обеих структурах. В структуре DO_{19} каждая базисная сверхдислокация состоит из двух обычных дислокаций $\frac{1}{2}a_0 <11\bar{2}0>$. Розы и др. [56] предполагают, что призматическое скольжение $\{10\bar{1}0\}$ будет с наибольшей вероятностью происходить по волнообразной поверхности. Марцинковский [5] считает, что скольжение обычной дислокации $\frac{1}{2}a_0 [1\bar{2}10]$ в упорядоченной решетке не создает разупорядочения в отношении первых ближайших атомов поперек волнообразной поверхности скольжения. Следовательно, когда скольжение происходит в призматических плоскостях, нет основания ожидать возникновения сверхдислокаций.

2. ИЗУЧЕНИЕ ДЕФОРМИРОВАННЫХ УПОРЯДОЧЕННЫХ СПЛАВОВ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

В течение многих лет единственным методом, на основании которого судили о расположении дислокаций, было изучение полос скольжения на поверхности образцов. В последнее время электронная микроскопия тонких фольг стала мощным дополнительным способом изучения влияния упорядочения на процессы деформации. В этом разделе будут обсуждены результаты исследований различных типов сверхструктур этими двумя методами.

Структура $L1_2$. Скольжение в г. ц. к. сверхрешетках происходит по плотноупакованным плоскостям $\{111\}$ в направлении $<110>$ как в упорядоченном, так и в разупорядоченном состояниях. Таока с сотр. [4, с. 145] показали, что в разупорядоченных и деформированных поликристаллах наблюдаются длинные, отчетливо различимые полосы скольжения, расположенные беспорядочно, со сдвигом, достигающим 6000 Å. Вместе с тем в упорядоченном состоянии вся поверхность покрыта тонкими правильно расположенными линиями скольжения, имеющими небольшую высоту ступеньки. Обычно с увеличением степени порядка число линий скольжения увеличивается, а величина сдвига в каждой из них уменьшается; для всех сплавов среднее расстояние между элементарными

линиями скольжения в упорядоченном состоянии не превышает 300 \AA , а средняя величина сдвига в них составляет около 100 \AA . Таким образом, картина следов скольжения соответствует картине, характерной для чистых металлов.

Недавно Дэвис и Столофф [7] и Кир [8] изучали с помощью оптической микроскопии развитие полос скольже-

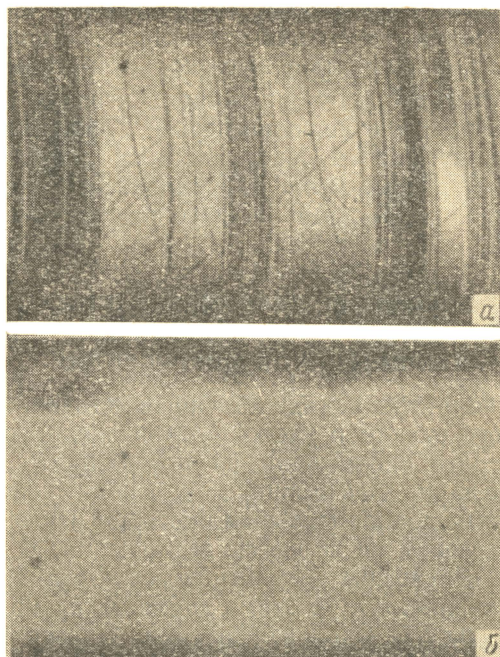


Рис. 11. Полосы скольжения в монокристаллах Cu_3Au , деформированных при 25°C . $\times 100$:

a — разупорядоченное состояние; *б* — упорядоченное состояние

ния на различных участках кривой растяжения монокристаллов Cu_3Au . В разупорядоченном состоянии на ранних стадиях деформации наблюдаются четкие полосы скольжения первичной системы с большей величиной сдвига в них. На поздних стадиях появляются четкие полосы, относящиеся к другим системам скольжения (рис. 11, *a*).

В упорядоченном состоянии тонкие, равномерно расположенные полосы скольжения (рис. 11, б) наблюдаются в течение всего испытания вплоть до разрушения, при котором в области шейки появляется поперечное скольжение. Было высказано предположение, что единичные дислокации, составляющие сверхдислокацию, не могут совершать поперечное скольжение в отдельности и затем свободно передвигаться, так как это было бы связано с созданием антифазной границы [7, 8]. Также маловероятно поперечное скольжение связанной пары, так как для этого требуется, чтобы вторая дислокация точно следовала за первой. Таким образом, тонкие полосы скольжения могут быть объяснены блокированием источников дислокаций.

Вышеописанные результаты оптических исследований хорошо подтверждаются данными электронной микроскопии. В деформированных поликристаллах разупорядоченного Cu_3Au наблюдаются дислокационные группы, лежащие в четко выраженных плоскостях скольжения, как показано на рис. 12, а [57, 58]. Аналогичные дислокационные группы наблюдались в монокристаллах, деформированных до конца стадии I. Среднее смещение на одну плоскость скольжения l определяется выражением $l = \gamma d$, где γ — деформация сдвига, а d — среднее расстояние между активными плоскостями скольжения первичной системы [8]. Для разупорядоченного Cu_3Au в соответствии с оценкой Кира [8] l составляет $\sim 600 \text{ \AA}$, что указывает на грубую структуру полосы скольжения, которая и наблюдается на поверхности массивных образцов. Марцинковский и Миллер [48] указывают, что в разупорядоченном Ni_3Mn расстояние между полосами скольжения равно $\sim 3000 \text{ \AA}$. Большая величина ступеней скольжения и большое расстояние между полосами в этих сплавах несомненно обусловлено заметным ближним порядком, который стремится ограничить движение дислокаций одной плоскостью. Первая дислокация, пересекающая плоскость, разрушает порядок, облегчая последующим дислокациям движение в той же плоскости. Расстояния между дислокациями одной группы часто бывают больше, чем расстояния в следующей группе, и Кир [8] показал, что соседние группы часто состоят из дислокаций различных знаков. Следовательно, дислокационная конфигурация может быть описана приближенно решеткой Тейлора с расчетным средним внутренним напряжением

$\tau_G \approx 20 \text{ Мн/м}^2$ (2 кг/мм^2). Резко выраженная кривизна дислокаций свидетельствует о довольно высоком значении напряжения трения решетки [8]. В фольгах разупорядоченного Cu_3Au , соответствующих концу стадии II, обнаружены плотные сгущения дислокаций в первичных плоскостях скольжения. Кроме того, были получены данные, указывающие на наличие сильно локализован-

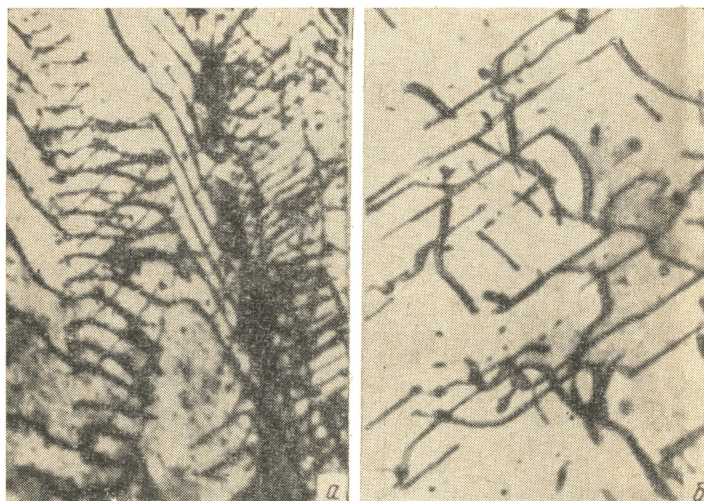


Рис. 12. Дислокационные образования в монокристалле Cu_3Au , деформированном при 25°C :

a — группы дислокаций в первичных плоскостях скольжения в конце стадии I; *б* — беспорядочное распределение сверхдислокаций на стадии II (Кир [8])

ного скольжения по сопряженной системе. В образце, исследованном на стадии III, первичные и вторичные дислокации крайне перепутаны, при этом четко выраженных дислокационных образований, расположенных вдоль следов скольжения, не наблюдалось [8]¹.

В упорядоченных монокристаллах Cu_3Au имеется только одна хорошо выраженная стадия скольжения,

¹ В подлиннике написано «... а на соответствующим образом деформированных массивных образцах следы скольжения обнаружены не были». Это расходится с текстом первоисточника [8].
Прим. ред.

соответствующая стадии II разупорядоченных кристаллов [7, 8]. На микрофотографиях, снятых на различных участках стадии II, дислокации расположены однородно (рис. 12, б), не имеется ясных следов скольжения и большинство дислокаций являются винтовыми, что подтверждает более ранние результаты, полученные на поликристаллах.

На многих образцах упорядоченных сплавов Cu_3Au [8, 57, 58], Ni_3Mn [63] и Ni_3Al наблюдались длинные, пря-



Рис. 13. Винтовые сегменты сверхдислокаций, параллельные $\langle 110 \rangle$ в поликристаллическом Cu_3Au , деформированном при 300 °С. Плоскость микрофотографии совпадает с плоскостью $\{111\}$

мые участки дислокаций, лежащие параллельно один другому и параллельно направлению $\langle 110 \rangle$ (рис. 13). В ряде случаев эти сегменты на концах расщепляются в пары. Кир [8, 57] предположил, что это винтовые дислокации, которые совершили поперечное скольжение, так что связывающая их антифазная граница располагается в плоскости куба, которая, как показал Флинн [52], является плоскостью с минимальной энергией антифазной границы. Механизм поперечного скольжения, предложенный Киром [8], иллюстрируется рис. 14. Частичные дислокации на участке ведущей винтовой компоненты сверхдислокации стягиваются; последняя совершает поперечное скольжение в плоскость (100) и затем диссоциирует в соседней плоскости (111).

Экспериментальным доказательством кристаллографического скольжения по плоскости $\{100\}$ служит наличие в сильно деформированных образцах дислокационных пар с большим (~ 450 А) расстоянием между образующими их дислокациями, связанными антифазной границей $\{100\}$ [57]. Дислокация, совершившая поперечное скольжение, становится затем относительно неподвижной, так как в противном случае должна создаваться новая антифазная граница, что требует затраты дополнительной

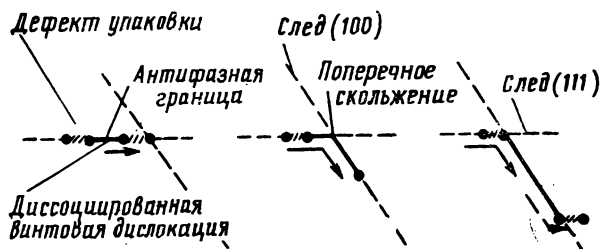


Рис. 14. Поперечное скольжение сверхдислокации из плоскости скольжения (111) на плоскость (100) (Кир [8]);

энергии. Это, по-видимому, объясняет прямолинейность длинных дислокационных сегментов. Имеются доказательства, что поперечное скольжение в плоскость $\{100\}$ является термически активируемым процессом, так как при электронномикроскопическом исследовании не было обнаружено дислокаций, связанных антифазной границей $\{100\}$, при 77°K .

Структура $L2_0$. В интервале от -100 до 400°C в разупорядоченном FeCo происходит «волнистое» скольжение, тогда как упорядоченный материал деформируется исключительно «плоскостным» скольжением (рис. 15) [53, 60]. Поведение разупорядоченного сплава аналогично поведению большинства о. ц. к. металлов и сплавов, в которых скольжение может происходить в любой плоскости зоны $\langle 111 \rangle$. Как показано в гл. III (с. 23), следует ожидать, что скольжение в упорядоченном FeCo будет происходить преимущественно в плоскостях $\{110\}$, так как в них энергия антифазных границ, соединяющих сверхдислокации, минимальна.

Электронномикроскопическое исследование FeCo и FeCo—V показало, что в этих сплавах процессы упорядо-

чения значительно изменяют дислокационную структуру. В разупорядоченном состоянии при всех деформациях присутствуют обычно дислокации типа $1/2 a_0 \langle 111 \rangle$. При частичном упорядочении ($S = 0,59$) дислокации становятся парными, по крайней мере, до деформации 6,27%, при этом следы скольжения на поверхности пря-

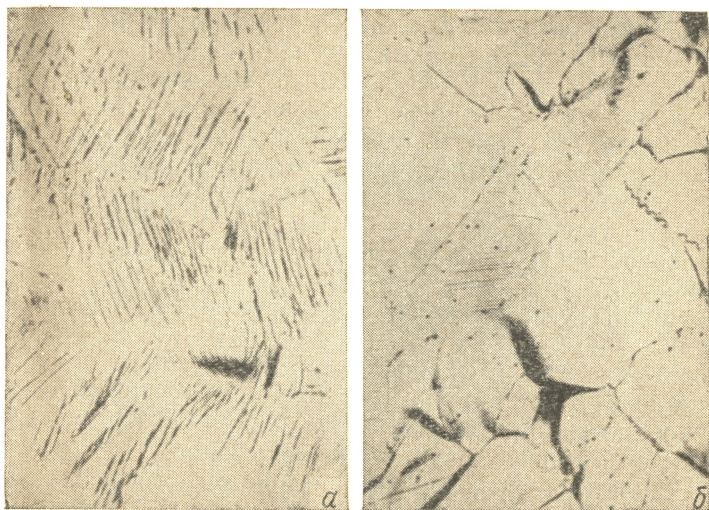


Рис. 15. Влияние дальнего порядка на характер скольжения FeCo—V, деформированного сжатием на 4% при 25 °С:
а — разупорядоченное состояние; б — упорядоченное состояние

мые. Вместе с тем в образце, деформированном на 20,8%, наблюдаются лишь единичные дислокации, а следы скольжения становятся волнистыми [50]. Столофф и Дэвис также подтверждают, что в упорядоченном FeSc—V при деформациях, превышающих 20%, имеет место «волнистое» скольжение. В модификации Fe_3AlL_2 наблюдаются только единичные дислокации, что обусловлено низкой энергией упорядочения, которая допускает диссоциацию сверхдислокации [21].

Хотя из вышеприведенного следует, что при упорядочении увеличивается склонность к скольжению в плоскости $\{110\}$, имеются и исключения. Например, в поли-

кристаллических AgMg и β -латуни [61] наблюдается скольжение в плоскостях $\{110\}$, $\{211\}$ и $\{321\}$. При увеличении температуры для AgMg наблюдается повышение склонности к карандашному скольжению. В монокристаллах AgMg , деформированных изгибом, скольжение в интервале температур $25\text{--}200^\circ\text{C}$ идет в системе $\{321\}\langle 111 \rangle$; при растяжении при 25°C наблюдалось также скольжение в системе $\{321\}\langle 111 \rangle$ [9].

Структура $D0_3$. Так как энергия антифазной границы для Fe_3Al равна приблизительно половине величины ее для FeCo , то в Fe_3Al должна существовать меньшая тенденция к ограничению скольжения плоскостями $\{110\}$. Имеются экспериментальные данные о малом влиянии порядка (или даже о полном отсутствии его) на скольжение в Fe_3Al [21, 53, 62]. Вейсс [62] установил, что при комнатной температуре скольжение происходит на 80% в плоскости $\{110\}$, на 16% в $\{211\}$ и на 4% в $\{321\}$ и не зависит от упорядочения. Примечательно, однако, что эти цифры указывают на тенденцию к «плоскостному» скольжению в обоих состояниях, так что поперечное скольжение в этом случае, очевидно, ограничивается содержанием Al. При повышении температуры до 200°C как в упорядоченном, так и в разупорядоченном Fe_3Al наблюдается обильное «волнистое» скольжение.

Результаты электронномикроскопического исследования $\text{Fe}_3\text{Al}\text{--}D0_3$ и $\text{Fe}_3\text{Al}\text{--}L2_0$ очень сходны. Дислокации, как правило, не спарены даже в упорядоченном состоянии и являются винтовыми с вектором Бюргерса $\langle 111 \rangle$ [21]. Краевые дислокации в основном находятся в плоскостях $\{110\}$. Замечены следы антифазных границ позади единичных дислокаций, двигавшихся через кристалл.

Марцинковский и Фишер [49] связывают отсутствие парных дислокаций в $\text{Fe}_3\text{Al}\text{--}D0_2$ с низким пороговым напряжением для термически активированного поперечного скольжения, так что даже напряжения, возникающие при недостаточно аккуратном обращении с фольгой в процессе ее приготовления, могут легко вызвать диссоциацию пар. Однако предполагается, что дислокации в массивном материале являются парными.

Структура $D0_{19}$. Mg_3Cd — единственное упорядоченное соединение со структурой $D0_{19}$, для которого подробно изучены действующие плоскости скольжения и дислокационные конфигурации [63]. В разупорядоченном состоя-

нии скольжение при 25°C идет главным образом по базисным плоскостям, и в незначительной степени по плоскостям $\{10\bar{1}0\}$ и $\{10\bar{1}1\}$ (см. рис. 16, а). При упорядочении не только заметно увеличивается скольжение по плоскостям $\{10\bar{1}0\}$ и $\{10\bar{1}1\}$, но и наблюдается скольжение по плоскости $\{1122\}$ (рис. 16, б). При -196°C сколь-

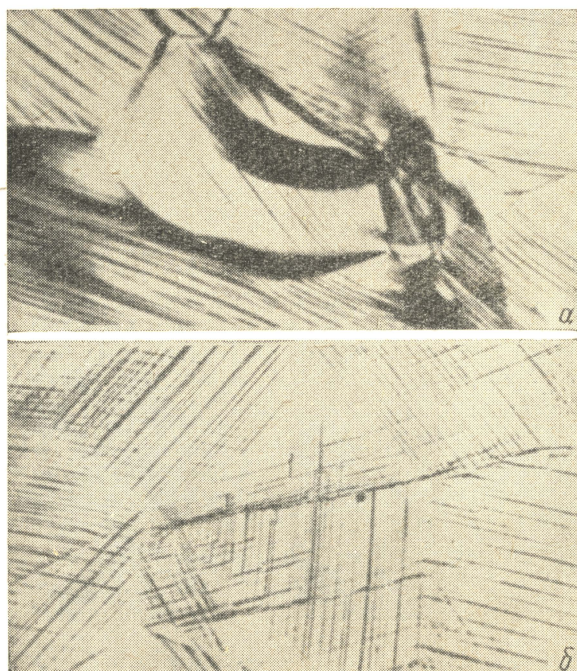


Рис. 16. Характер скольжения Mg_3Cd , деформированного сжатием на 4% при 25°C . $\times 200$:
а — разупорядоченное состояние; б — упорядоченное состояние

жение упорядоченного Mg_3Cd не отличается по характеру от скольжения при 25°C , но в разупорядоченном состоянии наблюдается интенсивное призматическое скольжение $\{10\bar{1}1\}$. Увеличение скольжения в плоскости $\{10\bar{1}0\}$ при низких температурах наблюдалось также в чистом магнии и сплавах $\text{Mg}-\text{Li}$ [64]. Было высказано предполо-

жение [63], что при низких температурах концентрация напряжений, возникающих из-за наличия препятствий в первичной плоскости скольжения $\{0001\}$, может вызвать действие источников на плоскости $\{10\bar{1}0\}$. Новые данные,

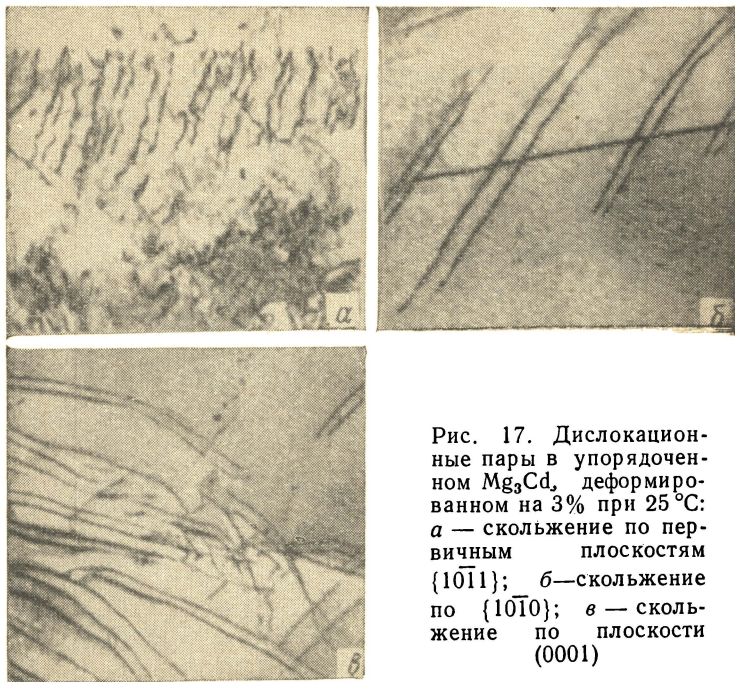


Рис. 17. Дислокационные пары в упорядоченном Mg_3Cd , деформированном на 3% при 25 °С: а — скольжение по первичным плоскостям $\{10\bar{1}1\}$; б — скольжение по $\{10\bar{1}0\}$; в — скольжение по плоскости (0001)

подтверждающие это, были получены в работах с монокристаллами магния.

Блэкборн изучал дислокационную структуру в тонких фольгах, которые были получены из деформированных массивных образцов Mg_3Cd . В разупорядоченном состоянии скольжение идет по базисной плоскости, и нет убедительных доказательств скольжения по плоскости $\{10\bar{1}0\}$. Отсутствие в деформированных образцах дефектов упаковки, указывает на относительно высокую энергию их образования. Базисные дислокации склонны к образованию плоских скоплений, что указывает на наличие в сплаве существенного ближнего порядка, так как величина энергии дефекта упаковки, по-видимому, достаточна для

того, чтобы в отсутствие ближнего порядка могло идти поперечное скольжение.

В упорядоченных образцах, деформированных на 3%, также наблюдаются плоские скопления дислокаций. В плоскостях скольжения $\{10\bar{1}1\}$ (преимущественная плоскость скольжения) и $\{10\bar{1}0\}$ дислокации образуют пары, как показано на рис. 17, а и б соответственно. Пары наблюдались также в базисной плоскости (рис. 17, в).

3. ДИСЛОКАЦИОННЫЕ ПАРЫ В СПЛАВАХ С БЛИЖНИМ ПОРЯДКОМ

Коэн и Файн [65] высказали предположение, что дислокационные группы могут существовать только в сплавах с ближним порядком, потому что в процессе скольжения порядок уменьшается немонотонно. Они предложили следующий механизм образования группы. Напряжение, достаточно высокое, для движения головной дислокации будет также достаточным для поддержания движения последующих дислокаций. Поскольку первая дислокация в значительной степени разрушает порядок вдоль плоскости скольжения, вторая дислокация при том же напряжении будет двигаться с существенно более высокой скоростью, чем первая. При движении третьей дислокации будет высвобождаться энергия, связанная с восстановлением порядка, и, следовательно, она будет перемещаться еще быстрее. Дислокации будут сближаться до тех пор, пока между ними не установятся равновесные промежутки, после чего они будут уже двигаться как единое целое, причем ведомые дислокации будут «толкать» головную дислокацию.

Пары дислокаций одного знака наблюдались в сплавах Cu—Zn с 26—34% Zn [66] и в ряде сплавов Fe—Cr—Ni [47, 67]. Весьма возможно, что во всех этих сплавах возникновение пар связано с наличием ближнего порядка, так как сверхструктуры в них определено не было. Коэн и Файн [65] и Томас [47, 66] считают, что электронную микроскопию можно использовать в качестве дополнительного метода определения ближнего порядка в сплавах, так как сегрегации или предвыделения не приводят к образованию пар. Этот метод, однако, не применим для разделения дальнего и ближнего порядка в сплавах, которые имеют близкие атомные факторы рассеивания, по-

скольку сверхструктурные отражения в таких сплавах не появляются, даже если заведомо имеется дальний порядок [67].

4. ДВОЙНИКОВАНИЕ

Перемещение атомов. Лавес [68] в 1952 г. на основании анализа структуры двойников в решетке упорядоченных

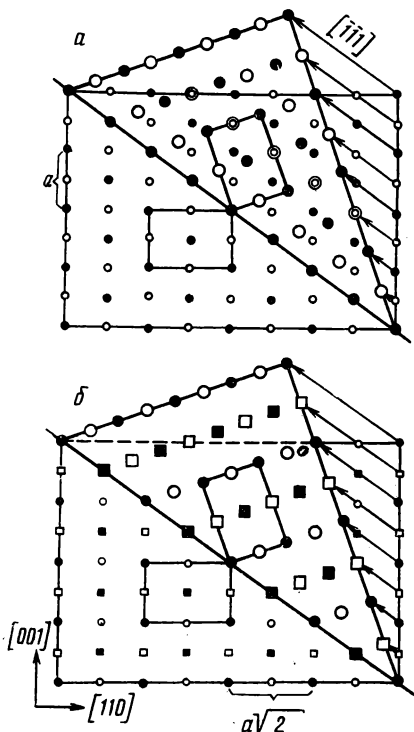


Рис. 18. Атомные перемещения в процессе механического двойникования сплава AB (Кан и Колл [69]):

a — разупорядоченное состояние; все атомы эквивалентны; b — упорядоченное состояние; кружками обозначены атомы A , квадратами — атомы B ; черные символы — атомы в плоскости проекции, белые — в соседних плоскостях; поперечное сечение элементарной ячейки очерчено

сплавов высказал предположение, что дальний порядок затрудняет механическое двойникование. Можно ожидать, что в сверхструктуре типа $L2_0$ в разупорядоченном состоянии двойники образуются в плоскостях $\{112\}$ с направлением сдвига $\langle 111 \rangle$, как и в других о. ц. к. металлах. На рис. 18, а показаны смещения атомов в процессе двойникования [69]. Двойникующий сдвиг воссоздает исходную структуру без дополнительной перегруппировки атомов. Однако в упорядоченном сплаве двойниковый сдвиг уже не воссоздает прежней решетки (рис. 18, б). Исходная упорядоченная структура является простой кубической с атомами A в углах куба и атомами B в центрах граней. При двойниковании возникает упорядоченная тетрагональная структура, т. е. в этом случае двойникование аналогично мартенситному превращению. Так как для воспроизводства исходной решетки требуются перемещения атомов, а такие перемещения не могут реализоваться при низких температурах, когда двойникование преимущественно происходит, то образование двойников энергетически невыгодно. Аналогичные доводы могут быть приведены и для других структур, особенно для сверхструктуры DO_3 [69]. Исходя только из геометрии решетки, можно предположить, что сдвиг в плоскости (112) может быть описан теми же элементами (112) $[111]$, которыми описываются двойники в обычных о. ц. к. решетках. Однако строгий кристаллографический анализ показывает, что в областях сдвига возникают различные структуры. В совершенной сверхструктуре атомы растворенного элемента не находятся ни в первой, ни во второй координационной сферах, но при двойниковании во вторую координационную сферу каждого атома растворенного элемента попадают два родственных атома. Таким образом, 33% ближайших связей изменяется с разноименных на одноименные, т. е. порядок внутри двойников меняется. Оценки характера связей для сверхструктур $L2_0$ и DO_3 , по Кану и Коллу [69], приведены в табл. 2.

Аналогичным путем можно показать, что обычный сдвиг в других сверхрешетках не воссоздает исходной решетки и, следовательно, имеется значительное различие между образованиями типа двойников в сверхрешетке и обычными механическими двойниками. Однако для удобства мы далее будем называть эти образования двойниками.

**Изменение характера связей при двойниковании
в сверхструктурах $L2_0$ и DO_3 , по Кану и Коллу [68]**

Тип сверх- струк- туры	Исход- ная степень упоря- доче- ния	Состояние кристаллической решетки	Количество атомов в координа- ционной сфере, %			
			первой		второй	
			разно- имен- ных	одно- имен- ных	разно- имен- ных	одно- имен- ных
$L2_0$	$S=1$	Перед двойникованием	100	0	—	—
		После двойникования	50	50	—	—
		Беспорядок	50	50	—	—
$L2_0$	$S=0,5$	Перед двойникованием	74	2,6	50	50
		После двойникования	55	45	—	—
		Беспорядок	50	50	—	—
DO_3	$S=1$	Перед двойникованием	66,7	33,8	50	50
		После двойникования	56,3	43,7	2,5	75
		Беспорядок	37,8	62,2	37,5	62,5

Примечание. Для сверхструктуры $L2_0$ вторая координационная сфера не рассматривается, так как в этом случае не наблюдается тенденции к размещению в ней атомов второго сорта.

Двойники в деформированных сверхструктурах. Предположение о том, что дальний порядок затрудняет процесс двойникования, было подтверждено в случае Fe_3Al [69]. Было показано, что Fe_3Al-DO_3 со степенью порядка S , большей 0,5, не двойникуется в случае деформации сжатием при 77 °К, тогда как при $S < 0,5$ наблюдается интенсивное двойникование. Однако наличие двойников отмечалось и в упорядоченном $Fe_3Al - DO_3$ при условиях ударного нагружения [70], а также вблизи поверхности разрушения для образцов, подвергнутых растяжению при 77 °К (рис. 19).

Двойникование также наблюдалось в о. ц. к. сверхструктурах, образующихся в сплавах $Fe - 2,5\text{ Ве}$ [71, 72] и $Fe - 20\text{ Мо}$ [73]. В сплаве $Fe-Ве$ деформация закаленных (разупорядоченное состояние) образцов осуществляется исключительно путем механического двойникования. Применяя определенный режим низкотемпературного старения, можно получить порядок типа $L2_0$ или DO_3 . В обоих этих случаях двойникование остается преобладающим механизмом деформации (рис. 20), тем не менее изредка на полированных поверхностях наблюдается скольжение. Обнаружено, что в обеих модификациях $L2_0$ и DO_3 преобладает двойникование по системе $\{112\}$

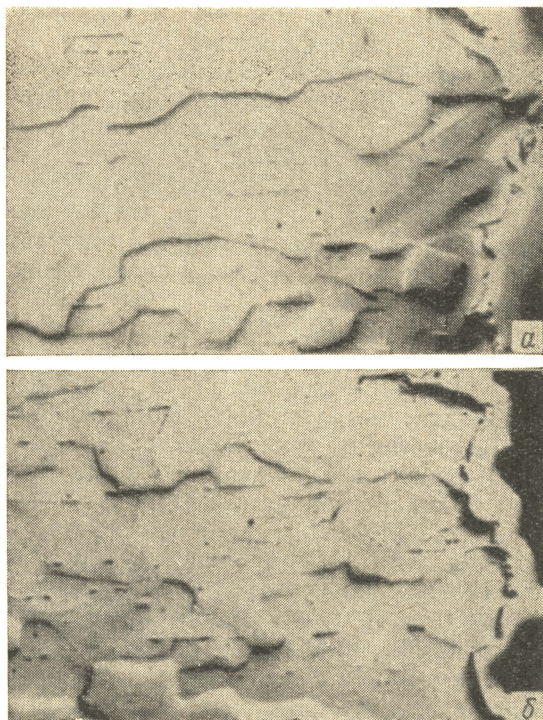


Рис. 19. Двойникование в Fe_3Al , подвергнутом растяжению при 77°K . $\times 200$:
 а — частичное упорядочение $L2_0$; б — упорядоченное состояние $D0_3$

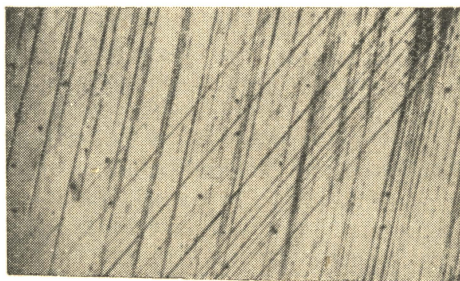


Рис. 20. Двойникование в монокристалле Fe_3Be ; упорядоченное состояние $D0_3$ (Боллинг и Ричман [72]). $\times 75$

$\langle 111 \rangle$, а вторичными системами двойникования являются $\{013\}$ $\langle 531 \rangle$, « $\{0, 4, 5\}$ » и « $\{2, 3, 10\}$ ». Возникновение этих необычных систем несомненно связано с тем, что скольжение в Fe—Be очень затруднено; критическое напряжение сдвига при двойниковании в упорядоченном Fe₃Be составляет $\sim 600 \text{ Мн/м}^2$ (60 кг/мм^2) при 25 °С, а напряжение скольжения должно быть еще выше.

Бутчер и Хатт [73] обнаружили, что в упорядоченной фазе системы Fe—Mo наблюдается двойникование по плоскостям $\{122\}$. Структура АВ, возникающая при закалке сплавов с 15—20% (ат.) Мо, может быть представлена в виде двух вставленных одна в другую простых кубических решеток, в которых узлы В заняты соответственно только на 30 и 40%. Как и в более часто встречающейся структуре $L2_1$, упорядочение затрудняет двойникование по плоскости $\{112\}$ в связи с необходимостью значительной перестройки решетки. При двойниковании по плоскости $\{122\}$, что малохарактерно, атомы могут переместиться в необходимые положения двумя способами. Двойникование по плоскости $\{122\}$ наблюдалось в γ° структуре в сплаве с 12,5% Мо. Структуру γ° можно рассматривать как решетку типа A_3B , в которой 50% узлов В заняты атомами молибдена.

Двойникование по плоскостям $\{10\bar{1}2\}$ происходит в упорядоченном поликристаллическом Mg₃Cd, деформированном при 25 °С, хотя и в меньшей степени, чем разупорядоченном состоянии [63]. Рапперпорт предложил модель двойниковой структуры для этой гексагональной сверхрешетки. Используя классические двойниковые индексы при двойниковании по системе $(10\bar{1}2)$: $K_1 = (10\bar{1}2)$, $N_1 = [\bar{1}011]$, $K_2 = (10\bar{1}\bar{2})$ и $N_2 = [10\bar{1}\bar{1}]$ с величиной сдвига 0,146, они показали, что гексагональная структура упорядоченного Mg₃Cd может трансформироваться при двойниковании и в орторомбическую, но с различной последовательностью атомов Mg и Cd. Структурные множители интенсивности рентгеновских отражений этих двух упорядоченных структур значительно различаются, так что по рентгенограммам напыленных порошков Mg₃Cd оказалось возможным установить, что такой тип двойникования действительно существует.

ПРОЧНОСТЬ УПОРЯДОЧЕННЫХ СПЛАВОВ

Известно, что образование сверхрешетки может привести к существенному изменению прочности и характера разрушения твердых растворов. Однако попытки систематического рассмотрения влияния порядка на механические свойства часто оказываются неудачными из-за недостаточного внимания к отклонениям от совершенного порядка, связанным с неудовлетворительной термообработкой, а также из-за отсутствия единого мнения о роли изменения кристаллической структуры при критической температуре. Многие исследователи, характеризуя упорядоченное состояние, исходят из данных измерений электросопротивления и других физических свойств, а о механических свойствах судят по измерениям твердости, что ведет к неправильному объяснению влияния порядка на прочность. Широкое применение рентгеновских методов в последнее время и использование электронной микроскопии тонких фольг позволили тщательно изучить исходное состояние материала. При испытаниях на одноосное растяжение и сжатие получены однозначные данные о влиянии порядка на предел текучести и деформационное упрочнение.

В настоящей главе рассмотрены экспериментальные данные и теоретические представления о влиянии порядка на прочность. Вначале обсуждается влияние отклонения от совершенного порядка в материалах, кристаллическая структура которых не изменяется при упорядочении. Речь идет прежде всего о влиянии порядка и дислокационной структуры (дислокационных конфигураций) на предел текучести и о роли границ антифазных доменов. Далее рассматривается влияние дефектов, обусловленных отклонением от стехиометрического состава, и влияние изменения таких доступных контролю параметров, как температура испытания и величина зерна. В заключение обсуждаются механические свойства сплавов, кристаллическая структура которых изменяется при упорядочении.

1. ЗАВИСИМОСТЬ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ ОТ СТЕПЕНИ ПОРЯДКА

Ранее было показано, что расстояние между сверхдислокациями и их распределение весьма чувствительно зависят от степени порядка. В этом разделе рассматривается вопрос о прочности сплавов, степень порядка и дислокационная структура которых могут изменяться термической обработкой, в то время как размеры доменов остаются все время большими и практически неизменными. В следующем разделе — упорядочение, обусловленное взаимодействием дислокаций с границами антифазных доменов.

Закс и Веертс [74] в 1931 г. первыми показали, что в монокристаллах Cu_3Au , деформированных при комнатной температуре, дальний порядок понижает критические напряжения сдвига и увеличивает скорость деформационного упрочнения. Хотя еще в 1942 г. Кайя, Сато и Кумасака [75, 76] (для Ni_3Mn) и Йокояма [77] (для FeCo) наблюдали изменение твердости, вызываемое изменением температуры заковки вблизи T_c , первым, кто исследовал на монокристаллах Cu_3Au зависимость критических напряжений сдвига от степени порядка, был Ардли [6]. Образцы в упорядоченном состоянии, испытанные при температурах, близких к T_c , были прочнее образцов в разупорядоченном состоянии, тогда как для закаленных образцов, испытанных при комнатной температуре, наблюдалось обратное. При температуре T_c , которой при охлаждении соответствует резкое изменение S от 0 до 0,8, наблюдалось скачкообразное изменение прочности. Как и в случае испытаний при высоких температурах, при комнатной температуре (в закаленных образцах) прочность уменьшалась (рис. 21) при возрастании степени порядка. (Говоря «при высоких температурах», мы имеем в виду, что испытания проводили при температуре, близкой к T_c , когда возможна диффузия; считается, что при испытаниях закаленных образцов при комнатной и более низких температурах диффузия отсутствует.) Кушинский, Дойяма и Файн [78] обнаружили аналогичные изменения предела текучести в закаленных поликристаллических образцах Cu_3Au . Корнилов [4, с. 256] указывает, что при комнатной температуре Ni_3Fe также обладает большей прочностью в неупорядоченном состоянии. Однако некоторые

исследователи [79, 80] сообщают, что упорядочение приводит к упрочнению этого сплава. Противоречивость этих сообщений можно объяснить, если принять во внимание влияние величины антифазных доменов на прочность (см. параграф 2).

Относительно сплавов с плотноупакованной решеткой также сообщалось [15], что при высокотемпературных испытаниях образец упорядоченного Mg_3Cd прочнее, чем образец неупорядоченного Mg_3Cd , но что упорядоченный материал пластически деформировался при меньшем напряжении, когда испытания проводились при $-80^\circ C$. Савицкий [4, с. 71] также указывает, что при комнатной температуре неупорядоченный Mg_3Cd обладает большей твердостью, чем упорядоченный. Как для Mg_3Cd , так и для Ni_3Mn , имеющего г. ц. к. решетку, максимальное значение предела текучести при комнатной температуре [48] соответствовало структуре, состоящей из двух фаз (упорядоченной и неупорядоченной), находящихся в равновесии. Этот тип упрочнения аналогичен тому, которое вызывается малыми антифазными доменами, и будет рассмотрен более подробно ниже.

Легче всего поддаются объяснению процессы упрочнения, протекающие в сплавах с о. ц. к. решеткой, в которых не образуется стабильных антифазных доменов и не наблюдается сосуществования упорядоченной и неупорядоченной фаз. Йокояма [77] показал, что образец $FeCo$, закаленный с температуры ($T > T_c$), тверже, чем полностью упорядоченный, и что в области $650-730^\circ C$ (т. е. в том интервале температур, где степень порядка изменяется от 0 до 0,7), имеет место резкое изменение твердости.

Чен и Винер [81] обнаружили, что неупорядоченный $FeCo$ имеет гораздо более высокий предел текучести, чем полностью упорядоченный материал. Результаты более

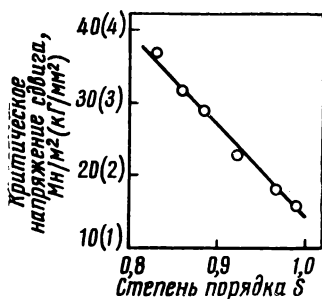


Рис. 21. Зависимость величины критических напряжений сдвига от степени дальнего порядка в монокристаллах Cu_3Au при $25^\circ C$ Ардли [6]

детального исследования [53] зависимости предела текучести сплава FeCo с 2% V от степени порядка как при высоких температурах, так и при комнатной температуре

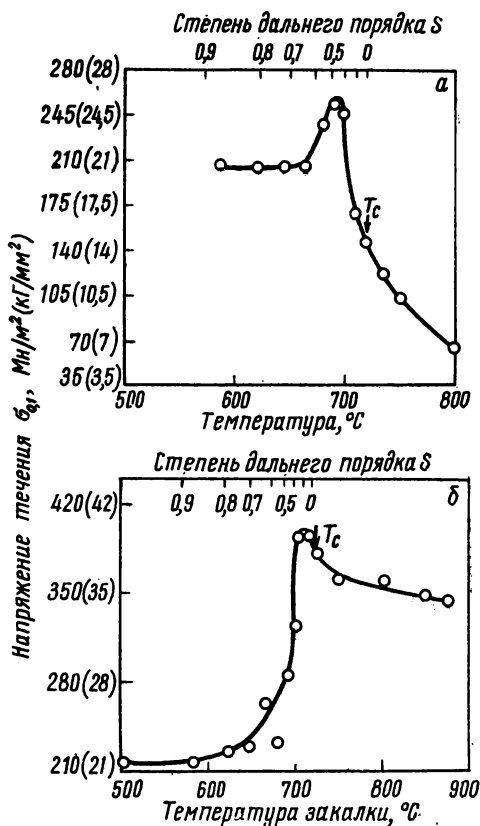


Рис. 22. Зависимость предела текучести FeCo—V от степени дальнего порядка: а — испытания при повышенных температурах; б — закаленные образцы, испытания при 25 °C

(для закаленных образцов) приведены на рис. 22, а и б соответственно: при высоких температурах упорядоченный материал явно прочнее неупорядоченного, тогда как при комнатной температуре прочнее неупорядоченный материал; наблюдается пик предела текучести примерно

при одной и той же промежуточной степени порядка ($S \approx 0,2 \div 0,3$).

Как при повышенной, так и при комнатной температуре (для закаленных) образцов Марцинковский и Чессин [50] наблюдали аналогичную зависимость предела текучести от степени порядка для двойного сплава FeCo.

Ардли и Коттрелл [61] и Браун [82] наблюдали для β -латуни пик предела текучести, измеряемого при повышенной температуре, при $S \approx 0,9$; отмечался также небольшой скачок прочности при температуре T_c . Было показано, что в закаленных образцах пик предела текучести обусловлен упрочнением вакансиями, генерируемыми при быстром превращении порядок — беспорядок, а не собственно установлением порядка. Процесс упорядочения протекает в β -латуни настолько быстро, что ни разупорядоченное состояние, ни промежуточные стадии упорядочения не могут быть зафиксированы закалкой от температур, превышающих T_c .

В значительной мере исследован сплав Fe_3Al , в котором степень порядка (упорядочение по типу $D0_3$) может изменяться от 0,1 до 1. Однако этот сплав более сложен, чем FeCo, так как в закаленном Fe_3Al сохраняется порядок типа $L2_0$. Кайзер проводил измерения при различных температурах и наблюдал пик предела текучести примерно при T_c . Вместе с тем в работах других исследователей [84, 85] для закаленных образцов пик прочности обнаружен при $S \approx 0,4$. Тщательное исследование зависимости предела текучести от степени порядка (рис. 23) как при высоких температурах, так и при комнатной температуре (закаленных образцов) показало, что в первом случае пик соответствует $S \approx 0,5$, и при этом упорядоченный материал прочнее неупорядоченного [53]. При комнатной температуре между прочностью упорядоченного и закаленного Fe_3Al практически нет разницы. Это может быть обусловлено тем, что в закаленном Fe_3Al сохраняется порядок типа $L2_0$.

Данные о влиянии порядка на предел текучести для всех исследованных сплавов, за исключением β -латуни, можно обобщить следующим образом. При высоких температурах упорядоченные сплавы прочнее неупорядоченных, тогда как при низких температурах, при которых диффузии не происходит, разупорядоченные материалы прочнее упорядоченных. Для сплавов, в которых S ме-

няется при T_c от 0 до 0,8, предел текучести меняется при T_c скачкообразно. Для сплавов, в которых степень порядка меняется постепенно от 0 до 1, пик предела текучести наблюдается при промежуточной степени порядка и при высоко- и при низкотемпературных испытаниях за-

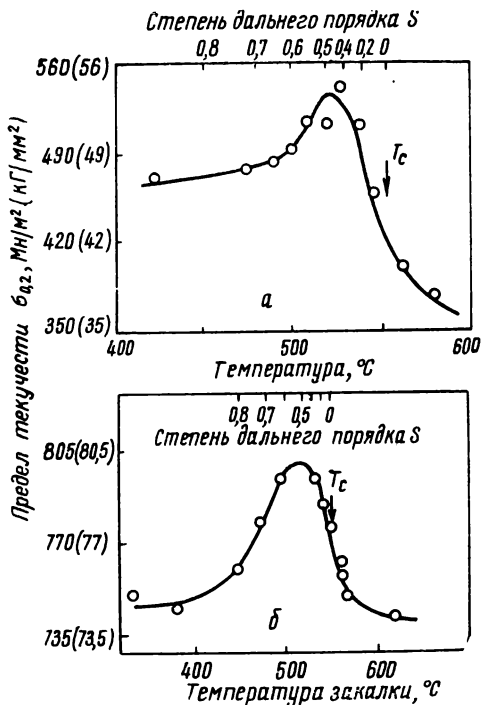


Рис. 23. Зависимость предела текучести Fe_3Al от степени дальнего порядка (типа DO_3):

а — испытания при повышенных температурах; б — закаленные образцы, испытания при 25 °C

каленных образцов; степень порядка при которой наблюдается пик, почти не зависит от типа испытаний, но характерна для каждой системы сплавов.

Теории упрочнения при упорядочении выдвигались многими исследователями, но большинство из них имело своей целью объяснить явление для какой-либо частной

системы. Ардли [6] считает, что зависимость предела текучести от степени порядка, наблюдаемая в сплаве Cu_3Au , обусловлена двумя процессами:

1) по мере приближения к T_c со стороны высоких температур степень ближнего порядка возрастает, приводя к увеличению прочности за счет механизма разрыва связей, впервые предложенного Фишером [86]. Приращение напряжений, вызываемое этим процессом, определяется соотношением $\tau \approx \gamma/b$, где τ — приложенное напряжение, γ — энергия антифазной границы, b — вектор Бюргерса;

2) по мере приближения к T_c со стороны низких температур, когда степень порядка изменяется от 1 до 0,8; возникают силы, противодействующие скольжению сверхдислокаций, так как последние вызывают образование «неправильных» связей в решетке с несовершенным дальним порядком. При T_c степень порядка S скачкообразно меняется от 0,8 до 0, что характерно для превращений I рода, и при этой температуре следует ожидать появления пика прочности. Рудман [87] рассматривает аналогичный механизм и применяет его к данным для Fe_3Al . Однако существование сил, противодействующих перемещению сверхдислокаций и обусловленных малыми отклонениями от совершенного дальнего порядка, не является вполне очевидным, так как прохождение сверхдислокаций должно всегда в среднем восстанавливать решетку. Это означает, что равное число связей должно превращаться из неправильных в правильные и наоборот. Более того, механизм Ардли — Рудмана не применим к таким системам, как Fe_3Al и FeCo , так как в них не наблюдается резкого изменения дислокационной структуры при температуре T_c .

Другой механизм был предложен Флинном [52], который предположил, что по мере повышения температуры увеличение скорости диффузии делает возможным переползание дислокаций, увлекающих за собой и границы доменов, что создает геометрические препятствия скольжению. При еще более высоких температурах диффузия протекает настолько быстро, что перестройка атомов может идти наравне с движением дислокаций, благодаря чему значительно облегчается миграция границ доменов в решетке. Таким образом, модель Флинна предсказывает появление пика предела текучести при некоторой промежуточной температуре (степени порядка), но так

как в закаленных образцах, испытываемых при комнатной температуре диффузии практически не происходит, этот эффект не должен наблюдаться при температуре около 25 °С. Следовательно, механизм Флинна вряд ли может объяснить прочностные свойства Fe_3Al , FeCo—V , Cu_3Au , Mg_3Cd и Ni_3Mn , поскольку во всех этих сплавах наблюдается пик предела текучести в закаленном состоянии.

Сумино [88] и Браун [82] предполагают, что поле напряжений краевой дислокации может привести к ориентированному расположению областей ближнего порядка. При этом принимается во внимание, что дальний порядок может ограничивать развитие ориентированного полем напряжений ближнего порядка, так что максимума сил, запирающих (блокирующих) дислокаций, следует ожидать при T_c . Возможно, этот механизм описывает так же хорошо и поведение закаленных сплавов, но для FeCo—V , Fe_3Al и Mg_3Cd скачка предела текучести при T_c не наблюдалось. Другой механизм, учитывающий ближний порядок, был предложен Марцинковским и Миллером [48], которые предположили, что пик предела текучести, наблюдаемый в Ni_3Mn при $S \approx 0,5$, обусловлен взаимодействием сверхдислокаций и большими областями ближнего порядка. Однако этот механизм не применим в случае гомогенно упорядоченной сверхрешетки, такой как Fe_3Al и FeCo—V , в которой не имеется четко ограниченных областей ближнего порядка.

Рассмотренные выше теории не дают полного объяснения всех имеющихся экспериментальных данных. Однако концепция упрочнения при ближнем упорядочении позволяет адекватно объяснить изменение предела текучести вблизи T_c и поэтому будет здесь обсуждаться. Например, для Mg_3Cd было показано, что разница пределов текучести упорядоченного и закаленного материалов хорошо совпадает со значением, вычисленным для упрочнения при ближнем упорядочении [63]. Экстраполируя экспериментальные значения предела текучести, полученные для разбавленных Mg—Cd твердых растворов, в область упорядочения, можно видеть, что упорядоченный Mg_3Cd обладает таким пределом текучести, который ожидается при упрочнении за счет образования твердых растворов, а предел текучести неупорядоченного Mg_3Cd имеет настолько высокие значения, что их можно объяснить только упрочнением при образовании ближнего порядка.

Теория максимума предела текучести при объяснении изменения предела текучести ниже T_c должна учитывать также явление, на которое впервые указали Марцинковский и др. [54], а именно изменение расстояния между единичными дислокациями, составляющими сверхдислокации, в зависимости от степени порядка.

Как уже отмечалось, это расстояние обратно пропорционально S^2 . Было сделано предположение [53], что при малом S энергия антифазной границы столь низка, что сверхдислокация диссоциирует на единичные дислокации, которые после этого могут скользить независимо. В материалах с малой степенью дальнего порядка, например $S = 0,1$, скользящие единичные дислокации оставляют позади себя следы антифазных границ, создавая, таким образом, неправильные связи, что приводит к упрочнению, подобному тому, которое наблюдается выше T_c при возникновении ближнего порядка. По мере возрастания S единичные дислокации стремятся к объединению в пары. Поскольку сверхдислокация, скользя в упорядоченной матрице, в среднем не создает новых неправильных связей, прочность начнет уменьшаться по мере возрастания относительной плотности сверхдислокаций. Падения предела текучести следует ожидать, когда большая часть дислокаций начинает скользить парами, и он будет продолжать уменьшаться при увеличении степени порядка. Следовательно, мы должны прийти к заключению, что для материалов, в которых степень порядка S может непрерывно изменяться от 0,1 до 1,0, пик предела текучести будет наблюдаться при некоторой промежуточной степени порядка. В случае Cu_3Au , в котором степень порядка изменяется скачкообразно от 0 до 0,8 при T_c , максимум прочности должен наблюдаться, как показал Ардли [6], при T_c . Мы можем рассматривать поведение Cu_3Au как особый случай проявления механизма, изложенного выше, так как для Cu_3Au при T_c осуществляется переход от единичных дислокаций к сверхдислокациям.

Если сравнить полученные эмпирические зависимости предела текучести от степени порядка для FeCo и Fe_3Al с зависимостью ширины сверхдислокаций от степени порядка (см. рис. 9), то можно видеть, что максимум прочности соответствует ширине сверхдислокации 500—1000 Å. Следовательно, когда ширина сверхдислокации

превышает 1000 Å, составляющие ее единичные дислокации вынуждены двигаться независимо. Отсюда степень порядка, при которой имеет место пик прочности, является функцией энергии упорядочения, а именно чем ниже энергия упорядочения, тем выше степень порядка, необходимая для обеспечения деформации за счет преимущественного движения сверхдислокаций. Аналогично экспериментальные данные, указывающие на некоторый сдвиг пика прочности к более высоким степеням порядка, свидетельствуют о том, что термическая активация может способствовать диссоциации сверхдислокаций.

Рассмотренный механизм подтверждается наблюдаемым изменением характера скольжения в FeCo—V в зависимости от степени порядка. При возрастании S от нуля отмечается уменьшение доли криволинейных полос скольжения вблизи $S = 0,2$. Возрастание доли прямолинейных полос скольжения наблюдается до $S \approx 0,6$, после чего изменений в характере скольжения не обнаруживается [53]. Это указывает на увеличение доли сверхдислокаций при возрастании порядка от $S = 0,2$ до $S = 0,6$, так как полосы антифазных границ, связывающие единичные дислокации, стремятся расположиться вдоль $\{110\}$ и тем самым вынуждают скользящие дислокации оставаться на плоскости $\{110\}$.

На рис. 24 приведена схематическая диаграмма предсказанных зависимостей предела текучести при комнатной температуре от степени порядка, зафиксированного закалкой, для Cu_3Au , FeCo—V и Fe_3Al . Для температур закалки T выше или несколько ниже T_c изменение предела текучести определяется напряжениями, движущими единичные дислокации, при этом предел текучести возрастает с уменьшением температуры закалки. Предполагается, что для температур закалки ниже T_c напряжение, движущее сверхдислокации, постоянно, так что изменение предела текучести отражает увеличение доли сверхдислокаций при уменьшении температуры закалки. Это справедливо также в случае Cu_3Au , так как вероятность диссоциации сверхдислокаций при $S = 0,8$ больше, чем при $S = 1,0$.

В случае испытаний при повышающихся температурах быстрое увеличение прочности при температуре выше T_c обусловлено развитием процессов, контролируемых скоростью диффузии. Для многих материалов T_c равно при-

мерно $0,6 T_{пл}$, где $T_{пл}$ — абсолютная температура плавления, а при таких температурах переползание дислокаций происходит с большой скоростью. В упорядоченном состоянии, при лишь немного более низких температурах, наличие сверхдислокаций и порядка, снижающего скорость диффузии (см. гл. VIII «Ползучесть»), ослабляет

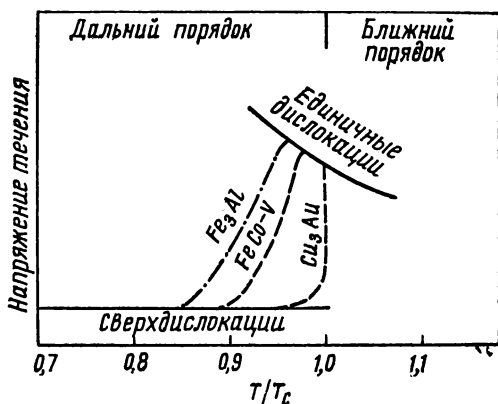


Рис. 24. Схема зависимости предела текучести от полученного при закалке порядка для Fe_3Al , $FeCo-V$ и Cu_3Au : T — температура заковки; T_c — критическая температура упорядочения

процессы, контролируемые диффузией. Таким образом, при высоких температурах упорядоченный материал прочнее неупорядоченного.

Из сказанного выше видно, что можно удовлетворительно объяснить зависимость предела текучести от степени порядка с точки зрения теории перехода от деформации, связанной с движением единичных дислокаций в разупорядоченном состоянии, к деформации, связанной с движением сверхдислокаций в упорядоченном состоянии. Понятно также соотношение величины предела текучести упорядоченного и неупорядоченного материала при низких и при высоких температурах.

2. УПРОЧНЕНИЕ, СВЯЗАННОЕ С ОБРАЗОВАНИЕМ АНТИФАЗНЫХ ДОМЕНОВ

Выше было рассмотрено влияние изменений дальнего порядка на прочность для случая, когда антифазные домены имеют постоянную и при этом большую величину.

Однако хорошо известно, что в некоторых условиях, в частности на ранних стадиях изотермического упорядочения, антифазные домены вносят существенный вклад в упрочнение.

В 1942 г. Кайя, Сато и Кумасака [75, 76] наблюдали увеличение твердости закаленных Ni_3Fe и Ni_3Mn при изотермическом отжиге ниже T_c и предположили, не указывая самого механизма, что это упрочнение опреде-

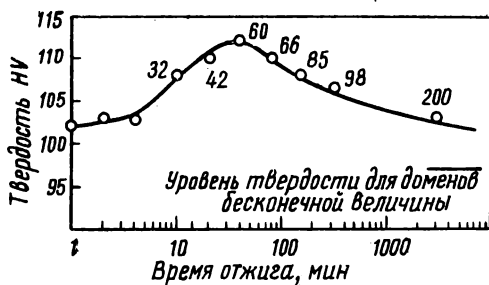


Рис. 25. Зависимость твердости Mg_3Cd , закаленного с 180°C , от продолжительности отжига при 68°C . Цифры на кривой — размеры доменов, Å

ляется взаимодействием дислокационных границ антифазных доменов.

Впоследствии повышение твердости, связанное с антифазными доменами («доменное упрочнение»), было обнаружено в Cu_3Au [6, 89, 90], Ni_3Fe [89], Ni_3Mn [89], Fe_3Al [17, 85] и Mg_3Cd [15]. На рис. 25 приведена типичная кривая зависимости твердости от времени отжига для Mg_3Cd , из которой можно видеть, что пик твердости имеет место при размере антифазных доменов ~ 60 Å.

Основываясь на данных об изменении дислокационной и доменной структуры при изотермическом упорядочении, можно предположить, что упрочнение обусловлено главным образом взаимодействием единичных дислокаций с частично упорядоченной структурой и что пик прочности соответствует переходу от деформации, связанной с движением единичных дислокаций, к деформации, связанной с движением сверхдислокаций.

Прежде чем подробно обсуждать этот механизм упрочнения, необходимо рассмотреть существующие объясне-

ния упрочнения, связанного с антифазными доменами, так как наши представления основываются на них. Коттрелл [91], рассматривая движение сверхдислокаций в упорядоченной решетке, получил выражение, связывающее размер антифазных доменов L с пределом текучести σ :

$$\sigma = \frac{\gamma}{L} \left[1 - \frac{\alpha a}{L} \right], \quad (6)$$

где γ — энергия антифазной границы;

a — ширина границы;

$\alpha(\sim 6)$ — постоянная, зависящая от формы доменов.

Из этого и аналогичных выражений, полученных Ардли [6] и Лоджи [92] для г. ц. к. сплавов и Марцинковским и Фишером [49] для о. ц. к. структур, следует, что максимум предела текучести при изотермическом упорядочении будет соответствовать величине доменов ~ 20 — 40 Å. Результаты экспериментальных исследований изотермического упорядочения Cu_3Au , Fe_3Al и Mg_3Cd подтверждают, что максимуму предела текучести действительно соответствует предсказанной величине антифазных доменов.

В основе теории доменного упрочнения, предложенной Коттреллом и развитой Ардли и Лоджи, лежат два предположения: 1) для любой (даже самой малой) величины доменов порядок будет полным; 2) разупорядоченный материал менее прочен, чем упорядоченный.

Флинн [52] подверг критике первое предположение, считая его нереальным для сплавов, в которых упорядочение протекает путем зарождения и роста высокоупорядоченных доменов. Действительно, рентгенографически подтверждается, что в процессе изотермического упорядочения Cu_3Au сосуществуют упорядоченные и неупорядоченные области. Как было показано ранее, второе предположение также необоснованно, так как обычно при низких температурах неупорядоченные материалы прочнее упорядоченных.

В последних работах по исследованию доменного упрочнения измерения твердости проводили на тех же образцах, на которых рентгенографически определяли степень порядка и размеры доменов [15, 90]. Приведенные на рис. 26 результаты для Mn_3Cd типичны и для остальных сплавов. Изменение степени порядка и размера доменов в процессе изотермического отжига при 68°C показывает, что пол-

ный порядок достигается при величине доменов 60—80 Å. Из соответствующей кривой изменения твердости (см. рис. 25) видно, что пик твердости отвечает величине доменов ~ 60 Å, когда сплав почти полностью упорядочен. Аналогично в сплавах других исследованных систем пик твердости наблюдается перед достижением равновесной степени порядка или одновременно с ним. Эти сплавы упорядочиваются путем зарождения и роста почти пол-

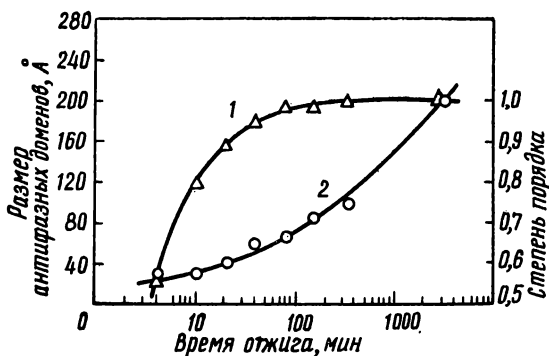


Рис. 26. Изменение степени порядка (1) и размера доменов (2) образцов Mg_3Cd , закаленных от 180 °C, при изотермическом упорядочении при 68 °C

ностью упорядоченных доменов, поэтому наличие пика при степени порядка, меньшей равновесного значения, свидетельствует о сосуществовании упорядоченных и неупорядоченных областей. Таким образом, увеличение прочности в процессе изотермического упорядочения наблюдается всегда, когда структура состоит одновременно из упорядоченных и неупорядоченных областей. Поскольку соотношение объемов упорядоченного и неупорядоченного материала изменяется в процессе изотермического упорядочения, то изменяется также и характер дислокаций. Далее будет показано, что доменное упрочнение может быть сравнительно просто объяснено изменением дислокационной структуры.

Для системы сплавов, в которых процессы упорядочения протекают быстро, например для Cu_3Au , $FeCo$, Mg_3Cd и Fe_3Al , вполне вероятно, что при первоначальной закалке с температуры выше T_c создается значительный ближ-

ний порядок. О высокой скорости превращения свидетельствует, например, тот факт, что в плохо закаленных фольгах Cu_3Au Марцинковский и Звелл [55] обнаружили очень малые зародыши областей дальнего порядка; наблюдалась также тенденция дислокаций двигаться парами. Это необычно, так как показано [7], что даже при наличии ближнего порядка в быстро закаленном Cu_3Au дислокации движутся поодиночке. При резкой закалке в этих сплавах образуется ближний порядок и, следовательно, происходит связанное с ним значительное упрочнение. Вместе с тем в таких сплавах, как Ni_3Fe и Ni_3Mn , в которых упорядочение протекает очень медленно, закалка с высоких температур приводит к более беспорядочному расположению атомов, т. е. к менее выраженному ближнему порядку и поэтому на ранних стадиях изотермического упорядочения быстро развивается упрочнение, связанное с ближним порядком [79]. Для сплавов, в которых после закалки уже имеется значительный ближний порядок, начального возрастания прочности не ожидается. Это согласуется с экспериментальными данными при исследовании изотермического упорядочения на Cu_3Au [90], Mg_3Cd [15] и Fe_3Al [17]. Таким образом, во всех системах сплавов единичные дислокации движутся в решетке, имеющей ближний порядок, следствием чего является упрочнение, связанное с ближним порядком.

Развитие упорядочения путем зарождения и роста высокоупорядоченных доменов в матрице, обладающей ближним порядком, приводит к образованию неравновесной структуры в виде двух сосуществующих когерентных фаз с дальним и ближним порядком. Марцинковский и Миллер [48] предположили, что сверхдислокации в такой двухфазной структуре легко будут продвигаться через упорядоченные домены, но для преодоления сопротивления, оказываемого областями с ближним порядком, необходимо приложение дополнительных напряжений. Значительно больший вклад в упрочнение¹ вносит движение единичных дислокаций через такую двухфазную структуру. Единичная дислокация при прохождении через упорядоченную область создает широкую полосу антифазной границы. Сверхдислокация, напротив, создает при этом лишь малый отрезок антифазной границы и,

¹ Имеется в виду повышение напряжения течения на начальной стадии пластической деформации. *Прим. ред.*

следовательно, требует меньше энергии для своего продвижения. Существуют доводы в пользу того, что в частично упорядоченном Cu_3Au с размером доменов $\approx 37 \text{ \AA}$ имеются только единичные дислокации (эта величина доменов близка к той, при которой наблюдается пик прочности). Так, Гордон [93] наблюдал в частично упорядоченном материале такое же деформационное упрочнение, как и в закаленном, в то время как при достижении полного порядка степень деформационного упрочнения увеличивалась на 100%. Усиление деформационного упрочнения при упорядочении всегда объясняется взаимодействием сверхдислокации (см. гл. V). Следовательно, если в материале с величиной доменов 37 \AA степень деформационного упрочнения не увеличивается, это свидетельствует о том, что имеются лишь единичные дислокации.

По мере того как развивается процесс изотермического упорядочения и все больший объем материала оказывается упорядоченным, движение дислокаций парами становится все более энергетически выгодным. На этой стадии может действовать механизм, предложенный Марцинковским и Миллером [48], и развивается тенденция к снижению прочности. Следовательно, максимальному эффекту упрочнения соответствует критический размер доменов, при котором последние вступают в соприкосновение. После соприкосновения доменов дальнейшее увеличение их размеров будет иметь следствием уменьшение дополнительной антифазной границы, создаваемой при движении сверхдислокаций, и материал будет становиться все менее прочным. Разупрочнение при увеличении доменов предсказывается всеми теориями доменного упрочнения, и все исследования подтверждают эти предсказания. Поэтому мы считаем, что упрочнение в процессе изотермического упорядочения обусловлено дополнительной энергией, необходимой для создания антифазных границ при движении единичных дислокаций, и что пик прочности соответствует переходу от деформации путем движения единичных дислокаций к деформации путем движения сверхдислокаций.

В этом параграфе мы рассматривали следствия доменного упрочнения при изотермическом упорядочении. Аналогичные явления наблюдаются в случае *равновесной* двухфазной структуры (упорядоченная и неупорядочен-

ная фазы), например в Mg_3Cd [15] и Ni_3Mn [48]. Для этих сплавов отмечается пик предела текучести в двухфазной области. Структура в этой области очень напоминает случай, когда маленькие упорядоченные домены находятся в матрице, имеющей ближний порядок, в процессе изотермического отжига. Вследствие этого высокая прочность в двухфазной области обусловлена пересечением упорядоченных доменов единичными дислокациями [15].

3. ОТКЛОНЕНИЕ ОТ СТЕХИОМЕТРИИ

В предыдущих разделах мы видели, что отклонение от совершенного порядка приводит к упрочнению, вызываемому диссоциацией сверхдислокаций на единичные дислокаций, которые при своем движении могут образовывать антифазные границы. Выше мы обсуждали изменения порядка, которые вызываются термической обработкой. Можно также понижать степень порядка или получать двухфазные (упорядоченная и неупорядоченная фазы) структуры, изготавливая сплавы, состав которых отклоняется от стехиометрического. В этих случаях минимальная прочность в зависимости от состава наблюдается у стехиометрических сплавов, в которых ширина сверхдислокации минимальна. Например, для медленно охлажденных сплавов системы $Mg—Cd$ минимумы твердости при комнатной температуре относятся к составам A_3B , AB и AB_3 [4, с. 71], каждый из которых соответствует определенной структуре. В то же время для закаленных сплавов максимум твердости лежит при 50 % Cd , причем твердость монотонно уменьшается в случае и более разбавленных и более концентрированных сплавов. Точно так же у сплавов систем $Ni—Fe$ [4, с. 256] и $Cu—Au$ [95], обладающих г. ц. к. решеткой, минимум прочности при медленном охлаждении наблюдается при составах Ni_3Fe и Cu_3Au , соответствующих сверхрешетке типа $L1_2$. Данные для сплавов системы $Cu—Au$ приведены на рис. 27.

Типичность этого эффекта видна и на сплавах системы $Fe—Co$ [77], для которых минимум твердости при комнатной температуре соответствует составу $FeCo$, обладающему сверхрешеткой типа $L2_0$. За исключением системы $Mg—Cd$, исследования порядка этого типа в сплавах производились только при комнатной температуре. Гораздо более подробно влияние температуры испытаний

изучалось на металлических соединениях. В тех случаях, когда энергия образования вакансий меньше энергии, необходимой для создания неблагоприятной связи с ближайшим соседним атомом (например, между одинаковыми атомами), отклонения от стехиометрического состава в интерметаллических соединениях будут приводить скорее к образованию вакантных мест в решетке, чем к уменьшению степени порядка. При низких температурах для ме-

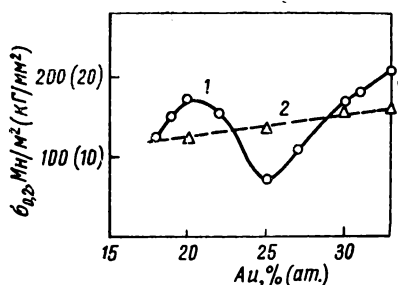


Рис. 27. Зависимости предела текучести поликристаллических образцов сплава Cu—Au от состава; минимум прочности соответствует стехиометрическому составу (Сюткина и Яковлева [95]):

1 — упорядоченное состояние;
2 — неупорядоченное состояние

таллических соединений наблюдается минимум твердости при стехиометрическом составе, но при высоких температурах положение меняется, и при этих же составах наблюдается максимум твердости, как показано на рис. 28 для Ag—Mg [96].

Аналогичные результаты были получены позднее при испытании этих сплавов на растяжение [97]. Однако было замечено, что в большей степени упрочняются сплавы, более богатые магнием. Предполагается, что избыточные атомы магния больше искажают решетку, чем такое же количество избыточных атомов серебра, что и обуслови-

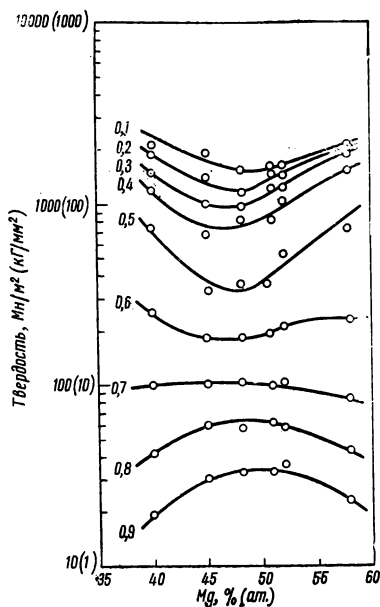


Рис. 28. Зависимость твердости Ag—Mg от состава и температуры. Цифры на кривых указывают гомологические температуры $T/T_{пл}$ (Вестбрук [96])

вает неодинаковую степень упрочнения [96]. Минимум твердости при стехиометрическом составе наблюдался также в изоморфных сплавах систем Ni—Al [98] и Co—Al [98] и у соединения Ni_3Al , имеющего г. ц. к. решетку [99]. По-видимому [4, с. 5], при достаточно низких гомологических температурах, когда деформация осуществляется путем скольжения, внедренные атомы и вакансии препятствуют скольжению и материал упрочняется. При этом вакансии, вероятно, оказывают большее воздействие. При высоких гомологических температурах, например выше $0,5 T_{пл}$, деформация контролируется диффузией, и можно ожидать, что избыток вакансий будет увеличивать скорость диффузии. Поэтому для данной нагрузки и данной продолжительности испытания пластичность будет возрастать, а твердость и прочность будут уменьшаться.

4. ТЕМПЕРАТУРА ИСПЫТАНИЯ

Известно, что ход температурной зависимости предела текучести для чистых металлов и сплавов заметно различается при кристаллической структуре разных типов. У материалов с о. ц. к. структурой чувствительность предела текучести к изменению температуры весьма высока, особенно ниже $25^\circ C$. У некоторых материалов с г. п. у. решеткой наблюдается умеренное повышение предела текучести при понижении температуры, а г. ц. к. материалы упрочняются при этом лишь незначительно. Поскольку влияние температуры испытаний наиболее сильно проявляется в случае материалов с о. ц. к. решеткой, естественно, что наибольшее число работ проведено именно на этих материалах. Предполагается, что сильную температурную зависимость предела текучести у материалов с о. ц. к. структурой могут обуславливать следующие процессы: 1) термически активируемое поперечное скольжение винтовых дислокаций [100]; 2) освобождение дислокаций из атмосфер Коттрелла [101]; 3) сильная зависимость от температуры напряжений Пайерлса [102]; 4) взаимодействие движущихся дислокаций с примесями [103]. Дальний порядок может в какой-то степени влиять на все эти процессы, так что изучение влияния температуры на предел текучести в упорядоченных сплавах может помочь оценить роль различных возможных механизмов упрочнения.

Температурная зависимость предела текучести для о. ц. к. сплавов изучалась на FeCo, FeCo—V, Fe₃Al, β-AgMg и Fe₃Be. В случае сплавов FeCo—V влияние температуры в интервале от 200 °С до —196 °С заметно уменьшается при упорядочении, как это показано на рис. 29 [60]. Почти такие же результаты получены для двойного сплава FeCo [50] и для сплава FeCo—0,1 % С. Марцинковский и Чессин [50] наблюдали также, что для разупо-

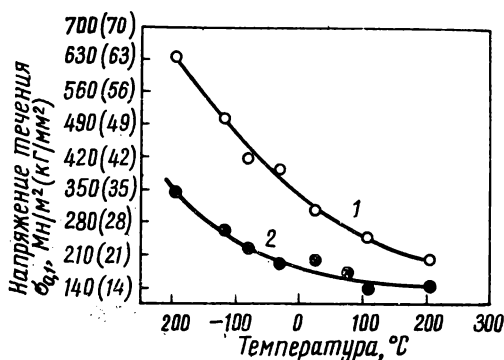


Рис. 29. Влияние дальнего порядка на температурную зависимость предела текучести FeCo—V (Джонстон и др. [60]):

1 — неупорядоченное состояние;
2 — упорядоченное состояние

рядоченного FeCo температурная зависимость напряжения течения при постоянной деформации вплоть до 25 % аналогична зависимости начального предела текучести. Вместе с тем температурная зависимость напряжения течения упорядоченного FeCo при деформации 20 и 25 % несколько более сильная, чем начального напряжения течения, и напоминает температурную зависимость напряжения течения разупорядоченного FeCo.

Эти данные сопоставлялись с развитием поперечного скольжения. На ранних стадиях деформации упорядоченного материала не наблюдается поперечного скольжения и предел текучести слабо зависит от температуры. При больших деформациях такое скольжение происходит и связано оно, по-видимому, с разрушением сверхдислокаций (под действием высоких напряжений), при этом течение имеет такой же характер, как и в разупорядоченном

FeCo. Однако вопрос о связи между поперечным скольжением и течением в этом случае остается открытым, так как для Fe_3Al , у которого склонность к поперечному скольжению почти не связана со степенью упорядочения, кривая зависимости предела текучести от температуры (ниже 25°C) при упорядочении также расположена ниже кривой для разупорядоченного сплава (рис. 30). Для упорядоченного Fe_3Al наблюдается широкий минимум пре-

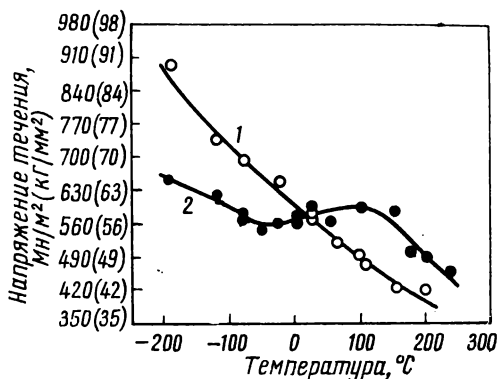


Рис. 30. Влияние дальнего порядка на температурную зависимость предела текучести Fe_3Al :

1 — закалка от 600°C , частичный порядок $L2_3$; 2 — медленное охлаждение до 400°C , порядок $D0_3$

дела текучести между 0°C и -100°C , и при температурах выше комнатной течение начинается при более высоком напряжении, чем в разупорядоченном состоянии.

Имеется много данных о температурной зависимости предела текучести монокристаллов AgMg . Мукерджи и Дорн [104] изучали на AgMg зависимость величины критических напряжений сдвига от температуры и степени деформации в интервале $4\text{--}350^\circ\text{K}$ (рис. 31). Предполагается, что течение — термически активируемый процесс при температурах ниже 250°K . Критическая температура перехода к термически активируемому процессу несколько возрастает при уменьшении скорости деформации. Зависимость напряжения от температуры, а также энергии активации и активационного объема от напряжения рассматривалась в рамках теории Пайерлса, в ко-

торой механизмом, контролирующим скорость процесса, является зарождение двойного перегиба на линии дислокации. Однако такой анализ приводит к заключению, что напряжение Пайерлса в о. ц. к. металлах сильно зависит от температуры, тогда как изучение микродеформаций показало, что предел упругости железа [100], молибдена [105] и ряда сплавов на основе железа [106] фактически не зависит от температуры. Поэтому активационный

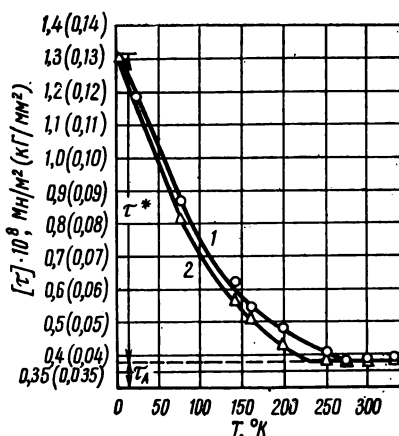


Рис. 31. Температурная зависимость величины критического сдвигающего напряжения τ для монокристаллов AgMg (Мукерджи и Дорн [104]):

1 — скорость деформации $1,66 \cdot 10^{-4} \text{ сек}^{-1}$; 2 — скорость деформации $4,16 \cdot 10^{-6} \text{ сек}^{-1}$

анализ для AgMg должен быть подтвержден результатами исследования микродеформации, прежде чем можно будет сделать вывод о применимости механизма Пайерлса. Механизм отрыва дислокаций от облаков Коттрелла также не может объяснить температурную зависимость начального напряжения течения, так как для многих о. ц. к. сплавов было показано, что она не отличается от температурной зависимости напряжения течения в любой точке кривой растяжения. В то время как при начальном течении может происходить разблокирование источников Франка — Рида, напряжение течения после пластической де-

формации в несколько процентов и более является в действительности тем напряжением, при котором движутся «свободные» дислокации. Таким образом, удовлетворительного объяснения температурной зависимости предела текучести пока не имеется.

Для монокристаллов Fe_3Be ($D0_3$) и разупорядоченного сплава $\text{Fe} - 25\% \text{Be}$ критическое напряжение сдвига возрастает при увеличении температуры от 78 до 500°K (рис. 32) [72]. Аналогичная зависимость наблюдалась для поликристаллических образцов этого материала, если

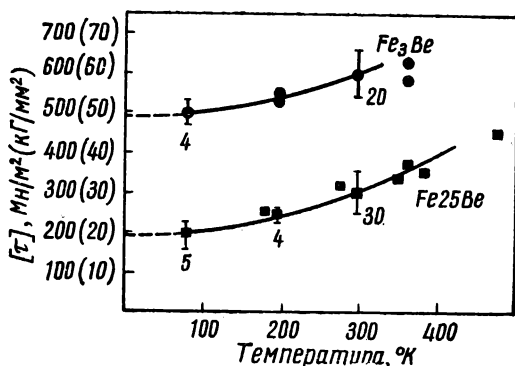


Рис. 32. Температурная зависимость величины критического напряжения сдвига (Боллинг и Ричман [72]):

1 — для Fe_3Be (структура $D0_3$); 2 — для неупорядоченного сплава $\text{Fe} - 25\% \text{Be}$

деформация протекала преимущественно путем двойникования, а не скольжения [106]. Теория двойникования, предложенная Боллингом и Ричманом, [72], может объяснить положительную температурную зависимость предела текучести, а также отрицательную зависимость его от скорости деформации в о. ц. к. Fe_3Be и в г. ц. к. материалах, когда деформация в них протекает преимущественно путем двойникования. Увеличение предела текучести при росте температуры в условиях скольжения наблюдалось и в монокристаллах [107], и в поликристаллических образцах Ni_3Al [52, 108].

Приведенные на рис. 33 данные двух исследований, характеризующие текучесть поликристаллических образцов, превосходно совпадают. Предел текучести возрастает

при повышении температуры от -196 до 600°C на 600% , а затем уменьшается, по-видимому, в связи с возвратом. Тот факт, что заметное упрочнение происходит даже между -196 и 25°C ($< 0,2 T_{\text{пл}}$), указывает на то, что диффузионные процессы не контролируют предел текучести. Из данных серий испытаний видно, что прочность является функцией только температуры испытания и не зависит от «термомеханической» предыстории образца. Таким обра-

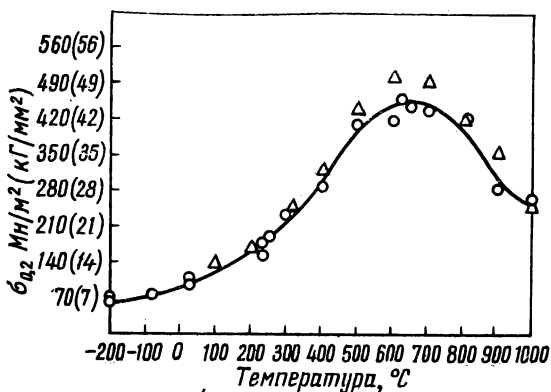


Рис. 33. Влияние температуры на предел текучести Ni_3Al (треугольники соответствуют данным Флинна [52]),

зом, создается впечатление, что увеличение прочности при повышении температуры, наблюдаемое в монокристаллах Ni_3Al и Cu_3Au [107], связано с влиянием решетки. Для Ni_3Al было высказано предположение, что различие в характере колебаний пар Ni—Al и Ni—Ni приводит к появлению напряжения трения решетки, которое возрастает при повышении температуры [61].

Единственным сплавом с г. п. у. решеткой, для которого изучалась температурная зависимость начального напряжения течения и предела текучести, является Mg_3Cd [63]. Интерпретация результатов в этом случае осложняется тем, что для Mg_3Cd характерно изменение числа систем скольжения как при упорядочении, так и при изменении температуры (см. рис. 16). Для закаленного Mg_3Cd предел текучести постоянен в интервале температур от 0 до 100°C , что объясняется упрочнением при атермическом ближнем упорядочении. Однако в интервале от -100 до

—196 °С предел текучести быстро возрастает, что, по-видимому, обусловлено развитием скольжения по плоскостям, отличным от базисной. В упорядоченном Mg_3Cd , у которого характер скольжения не меняется при изме-

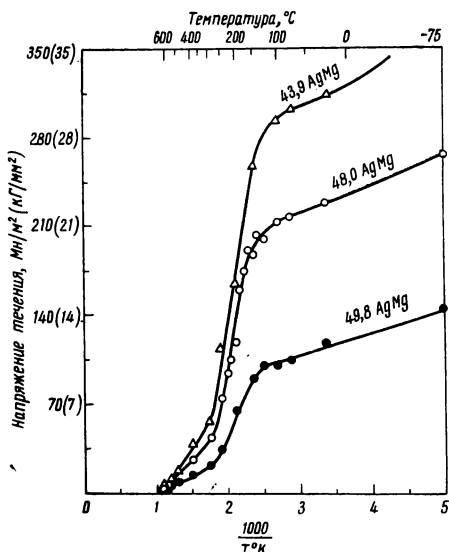


Рис. 34. Влияние температуры и состава на предел текучести поликристаллических образцов сплавов AgMg (Вуд и Вестбрук [97])

нении температуры, предел текучести очень мало зависит от температуры.

До сих пор рассматривалось влияние порядка на температурную зависимость предела текучести только при низких температурах. Такое ограничение обусловлено тем, что в закаленном образце, деформируемом при высокой температуре, будет протекать процесс упорядочения в ходе испытания. Таким образом, связь между упорядочением и пределом текучести при высоких температурах (выше $0,4 T_{пл}$) можно исследовать только для металлических соединений, упорядоченных вплоть до температуры плавления.

Влияние температуры на предел текучести поликристаллических образцов AgMg изучали в ряде работ [97, 109]; результаты для сплавов нескольких составов при-

ведены на рис. 34. Найдены три отчетливо выраженные области с разным характером деформации. При низких температурах (ниже 150 °С) деформация осуществляется путем скольжения, и кривая деформации имеет такой же вид, как и для чистых металлов. В интервале 150—350 °С, как предполагают Вуд и Вестбрук [97], деформация контролируется взаимодействием дислокаций с растворенными атомами. Это приводит к появлению резкого предела текучести, максимума на кривой температурной зависимости деформационного упрочнения и к возникновению зубцов на кривой деформации. В этом интервале наблюдались также эффекты деформационного старения. Однако Терри и Смоллмен [109] не наблюдали в этом температурном интервале зуба текучести или зубчатости на кривой деформации и ставят под сомнение [110] выводы, сделанные Вудом и Вестбруком. Как указывают последние, распределение примесей играет такую важную роль в поведении AgMg при механических испытаниях, что различия в экспериментальных результатах могут объясняться как разной чистотой материала в исходном состоянии, так и его загрязнением в процессе испытаний [111]. При более высоких температурах (>400 °С) и меньших скоростях деформации контролирующими являются диффузионные процессы.

Таким образом, дальний порядок ослабляет температурную зависимость напряжения течения в о. ц. к. и гексагональных плотноупакованных металлах; теории, удовлетворительно объясняющей экспериментальные данные, пока нет. Для г. ц. к. сверхструктуры предполагается, что предел текучести контролируется трением решетки. При этом с повышением температуры указанные материалы упрочняются.

5. СВЯЗЬ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ С ВЕЛИЧИНОЙ ЗЕРНА

В немногочисленных работах, касающихся влияния величины зерна на механические свойства упорядоченных сплавов, указывается, что для FeCo [112], FeCo—V и Ni₃Mn [60], соблюдается соотношение Холла — Петча [113, 114] для начального предела текучести и напряжения течения материала

$$\sigma_{\varepsilon} = \sigma_{0,\varepsilon} + k_{\varepsilon} l^{-1/2}, \quad (7)$$

где σ_{ε} — напряжение течения для данной деформации ε ;

$\sigma_{0,e}$ и k_e — постоянные для этой деформации;
 l — половина среднего диаметра зерна.

В указанных трех сплавах дальний порядок заметно увеличивает k_e , как показано на рис. 35 для Ni_3Mn . Мы покажем, что возрастание k при увеличении порядка можно объяснить изменением числа систем скольжения при изменении степени порядка, так как именно этот фак-

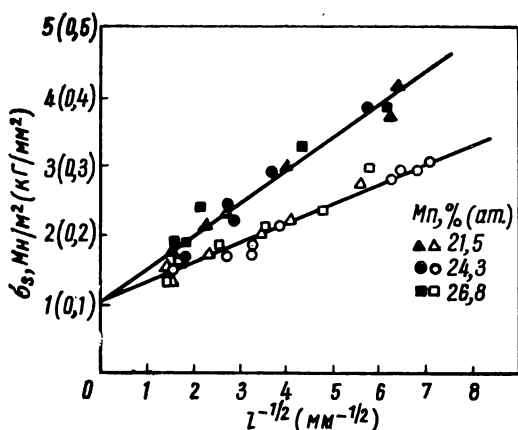


Рис. 35. Влияние дальнего порядка на зависимость предела текучести от величины зерна для сплавов $Ni-Mn$ (Джонстон и др. [60]):

черные значки — упорядоченное состояние; светлые — неупорядоченное

тор обуславливает легкость распространения скольжения через границы зерен [116]. Для Ni_3Mn упорядочение приводит к увеличению k от 19,6 до 34,9 н/мм^{3/2} (от 1,96 до 3,49 кг/мм^{3/2}) в первом приближении независимо от деформации. При вычислении наклона приведенных кривых k/G (где G — модуль сдвига) для разупорядоченного Ni_3Mn получается величина, близкая к значению для α -латуни, тогда как для упорядоченного материала k/G почти на 100 % выше. Изменение режимов термообработки не помогло выявить влияния возможного изменения распределения примесей на зависимость предела текучести Ni_3Mn от величины зерна. Тем не менее Вестбрук [116] указывает, что на зависимость предела текучести метал-

лических соединений от величины зерна сильно влияет сегрегация примесей на границах зерен при высокотемпературном отжиге, необходимом для получения нужного зерна. Для о. ц. к. FeCo нет данных относительно влияния распределения примесей на зависимость предела текучести от величины зерна.

Сопротивление σ_{0g} в уравнении (7) рассматривается, как предел текучести монокристалла, деформированного до величины деформации ϵ путем множественного скольжения [60]. Однако для коэффициента k предлагается ряд объяснений; в частности, Петч с сотр. [114, 115] считают, что k определяется концентрацией напряжений в головной части полосы скольжения, блокированной границей зерна; Ли [117] предполагает, что k — это мера напряжения, необходимого для создания петель дислокаций на выступах границ зерна.

В переработанной теории Петча [115] предполагается, что k зависит от легкости распространения скольжения через границу зерна. Полоса скольжения сможет активировать источники в соседнем зерне (по крайней мере, в пяти системах скольжения, чтобы удовлетворялся критерий Мизеса [118], если приложенное напряжение сдвига будет превышать значение

$$\tau = \tau_0 + m\tau_c r^{1/2} l^{-1/2},$$

где τ_0 — приложенное напряжение сдвига, необходимое для создания начальной полосы скольжения;

τ_c — напряжение, необходимое для генерирования дислокаций из источника, расположенного на расстоянии r от головной части блокированной полосы скольжения;

m — ориентационный множитель Тэйлора [119], учитывающий дополнительное напряжение сдвига, необходимое для активирования неблагоприятно ориентированных систем скольжения, он тем меньше, чем больше систем скольжения;

l — диаметр зерна.

Из вышесказанного следует, что величина k для напряжения, равного пределу текучести, определяется выражением

$$k_y = m^2 \tau_c l^{1/2}.$$

Аналогичное выражение можно вывести для случая, когда скольжение начинается (зарождается) в источнике,

расположенном на границе зерна, а не на некотором конечном расстоянии от нее в соседнем зерне. Микин и Петч показали, что в общем случае для материала с параболической кривой деформации величина k связана с величиной деформации следующим образом:

$$k_e = m^2 \tau_c r^{1/2} + m^{3/2} \frac{\alpha}{\sqrt{2}} G (b\epsilon)^{1/2}, \quad (8)$$

где α — постоянная;

b — вектор Бюргерса.

Наименьшее возможное значение m равно двум, что соответствует бесконечному числу действующих плоскостей скольжения. При уменьшении числа плоскостей скольжения m стремится к величине 3,1 — предельному значению для двенадцати различных систем, включающих плоскости типа $\{111\}$ или $\{110\}$.

Таким образом, для FeCo в упорядоченном состоянии, деформация которого осуществляется «плоскостным» скольжением, величина k_e должна быть примерно в два раза больше, чем для неупорядоченного материала, в котором деформация идет путем «волнистого» скольжения. Наблюдалось, что при увеличении деформации k_e сначала возрастает, а затем, достигнув максимума, уменьшается; при этом в случае деформации $>4\%$ величина k_e для упорядоченного состояния почти на 100% больше, чем для неупорядоченного (рис. 36). Вместе с тем для Ni_3Mn величина k_e не зависит от степени деформации ни для упорядоченного, ни для разупорядоченного состояния вплоть до деформации, равной 15%. И для FeCo, и для Ni_3Mn $\sigma_{0,2}$ быстро растет при увеличении деформации вследствие сильного роста компоненты деформационного упрочнения решетки. Дальнейшим подтверждением переработанной теории Петча [115] служат полученные для

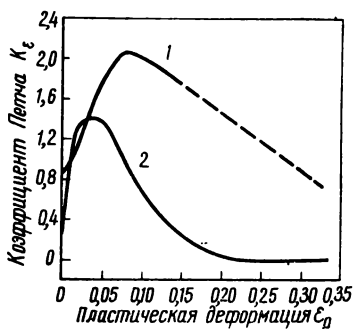


Рис. 36. Влияние дальнего порядка на коэффициент Петча k для FeCo (Марцинковский и Фишер [112]):

1 — полностью упорядоченный FeCo; 2 — неупорядоченный FeCo

α -латуней данные о возрастании k при уменьшении энергии дефектов упаковки и, следовательно, об ограниченном поперечном скольжении.

Марцинковский и Фишер [112] предполагают, что дополнительное увеличение k , связанное с упорядочением FeCo, объясняется тем, что источники за один акт генерируют по одной единичной дислокации. Следовательно, при возникновении первой дислокации вокруг источника будет создаваться малая петля антифазной границы. Напряжение, необходимое для приведения в действие источника, в упорядоченном сплаве будет превышать соответствующее напряжение в сплаве разупорядоченном на величину E_0/b , что для FeCo равно около $6,4 \text{ Гн/м}^2$ ($64 \cdot 10^3 \text{ дн/см}^2$). Такой весьма высокий вклад в напряжение, приводящее в действие источник (он фактически превышает предел текучести упорядоченного FeCo), может быть обеспечен только за счет значительной концентрации напряжений. На основании этого Марцинковский и Фишер считают, что модель течения Ли [117], в которой не учитывается концентрация напряжений, не может объяснить экспериментальных данных.

6. ВЛИЯНИЕ НА ПРОЧНОСТЬ ИЗМЕНЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

Выше мы рассматривали свойства сплавов, кристаллическая структура которых не изменяется при упорядочении. В тридцатые годы было проведено много исследований характера превращений и механических свойств сплавов, решетка которых меняет свою симметрию при упорядочении [120, 175]. Поскольку механические свойства этих материалов в значительной степени зависят от характера превращения, рассмотрим коротко механизм превращения для CuAuI.

Хирабаяши и Вейсман [121], сочетая электронную микроскопию тонких фольг и электронографию, подтвердили сделанные ранее предположения [122, 123] о том, что превращение неупорядоченной г. ц. к. решетки в графесцентрированную тетрагональную решетку CuAuI осуществляется путем зарождения и роста упорядоченных областей. Было установлено, что пластинчатые упорядоченные зародыши CuAuI, когерентно связанные с неупорядоченной матрицей, лежат в плоскостях {101} и

вызывают искажение решетки. При высоких температурах упорядочения или длительных выдержках при отжиге искажения возрастают и вызывают микродвойникование, как предполагает Харкер [124], по плоскостям двойникования, параллельным $\{103\}$. Хирабаяши и Вейсман [121] описывают два различных типа двойникования: 1) микродвойникование на ранней стадии упорядочения, снимающее ближние искажения, связанные с упорядочением и 2) образование крупных пластин двойников толщиной 1—3 мкм, вызываемое аккомодацией дальних искажений, связанных с ростом упорядоченных областей.

Было показано, что для CuAuI пик твердости на графике зависимости твердости от времени отжига, в частности при 250 °C, соответствует структуре, наблюдаемой перед микродвойникованием, т. е. когда пластинчатые зародыши когерентно связаны с матрицей. Затем микродвойникование приводит к снижению твердости по мере снятия искажений решетки.

Аналогичная зависимость твердости от времени отжига наблюдалась для CuPt [175], Cu_4Pd [125] и CoPt [125]. Для всех этих систем полностью упорядоченное состояние прочнее, чем разупорядоченное, в отличие от тех сплавов, структура которых не изменяется при упорядочении. Изменение твердости в процессе упорядочения в зависимости от времени отжига для Co—Pt сплавов, содержащих 42, 48 и 54 % (ат.) Co, показано на рис. 37. Эти кривые аналогичны кривым старения при дисперсионном твердении. При повышении температуры скорость упрочнения возрастает, максимально достижимая твердость уменьшается и наступает перестаривание. На основании этого можно предположить, что упрочнение CoPt , так же как и CuAuI , обусловлено когерентными искажениями.

Не считая работ по CuAuI , единственное электронно-микроскопическое исследование структур, получаемых при упорядочении, было проведено Петерсом на металлических соединениях на основе ванадия, никеля и кобальта. Соединение Ni_3V имеет г. ц. к. решетку в неупорядоченном состоянии и гранецентрированную тетрагональную типа $L C_{22}$ в упорядоченном. При охлаждении до комнатной температуры развивается пластинчатая субструктура, выявляемая при травлении поверхности. Чем быстрее охлаждение, тем толще пластины. При исследова-

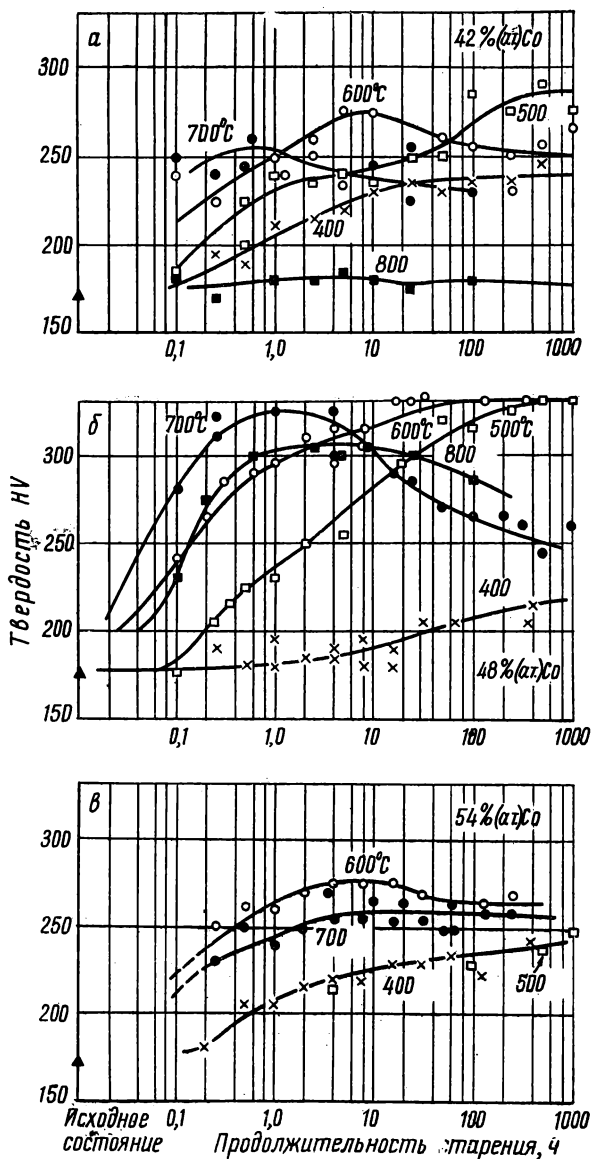


Рис. 37. Зависимость твердости от времени отжига для сплавов Co—Pt (Ньюкерк и др. [126])

нии тонких фольг наблюдаются дефекты упаковки, двойники или микродвойники, связанные с субструктурой. Эти результаты сопоставимы с результатами, полученными для CuAuI причем наблюдается аналогичное изменение свойств. При быстром охлаждении на воздухе от 1200°C значения предела прочности достигают 1400 Мн/м^2 (140 кг/мм^2). При более медленном охлаждении прочность меньше: $220\text{—}470 \text{ Мн/м}^2$ ($22\text{—}47 \text{ кг/мм}^2$). Длительная выдержка при отжиге приводит к исчезновению субструктуры и, следовательно, к снижению прочности. Дислокации образовывались в пленках (фольгах) и в микроскопе под влиянием напряжений, связанных с осаждением углерода на фольгу. Деформация протекала путем образования большого числа дефектов упаковки по плоскостям $\{112\}$ (рис. 38). Некоторые зерна содержали также простые дислокации, относящиеся, как это было определено с помощью критерия $\overline{gb} = 0$, к типу $\langle 110 \rangle$. Было установлено, что сверхдислокации в Ni_3V , относящиеся к типу $1/4 \langle 2aoc \rangle$, диссоциируют на частичные дислокации типа $1/6 \langle aoc \rangle$, образуя дефекты упаковки, при этом энергия дефектов упаковки исключительно низка — порядка нескольких эргов на 1 см^2 . Аналогичное заключение сделано относительно энергии дефектов упаковки в Ni_2V , в котором неупорядоченный твердый раствор с г. ц. к. решеткой упорядочивается с образованием ромбической структуры.

Скорость охлаждения от температур выше T_c также влияет на структуру и существенно сказывается на механических свойствах. Прочность, как и для Ni_3V , зависит от температуры отжига и максимальна при температуре несколько ниже T_c . В Co_3V неупорядоченная структура с г. ц. к. решеткой переходит в упорядоченную с г. п. у решеткой, и превращение аналогично $\gamma \rightarrow \varepsilon$ -превращению в чистом кобальте. Что касается других материалов, то наибольшая прочность достигается при быстром охлаждении на воздухе, причем максимум её в зависимости от температуры отжига получается при температуре несколько ниже T_c . При закалке в воде превращение подавляется и образуется очень мягкая, частично упорядоченная кубическая фаза Co_3V (тип упорядочения $L1_2$). В этой фазе четко наблюдаются сверхдислокации, тогда как данные о наличии сверхдислокаций в других упорядоченных структурах менее убедительны. Антифазные

границы не разрешаются методом электронной микроскопии, так как значения атомных факторов рассеяния для ванадия, никеля и кобальта очень близки.

Для всех сплавов, кристаллическая структура которых изменяется при упорядочении, внутренние искажения, обусловленные объемными изменениями, вызывают упроч-

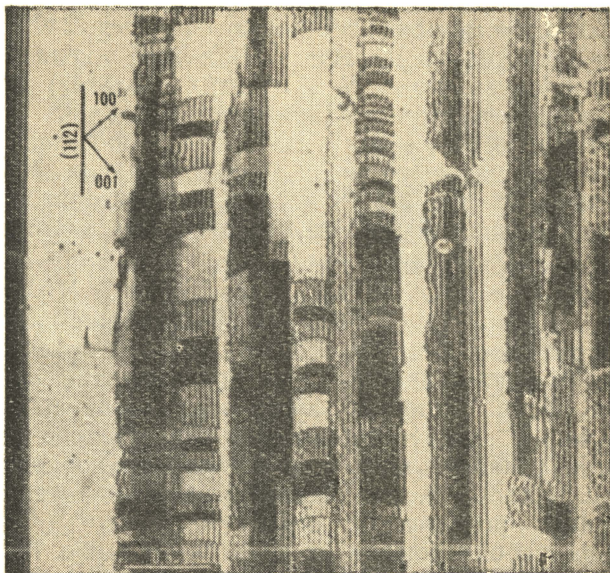


Рис. 38. Дефекты упаковки в деформированном Ni_3V

нение материала. Продолжительный отжиг, при котором уничтожаются дефекты упаковки; двойники и другие детали субструктуры, снижает прочность. Поскольку в некоторых из этих сплавов наблюдаются сверхдислокации, возможно, что полностью упорядоченная решетка, не содержащая субструктуры, не так прочна, как соответствующий неупорядоченный материал, несмотря на изменение кристаллической структуры.

ГЛАВА V

ДЕФОРМАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ И ДЕФОРМАЦИОННОЕ СТАРЕНИЕ

1. ДЕФОРМАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ

Наши представления о поведении упорядоченных сплавов в процессе течения основываются на детальном рассмотрении дислокационной структуры и других дефектов, обусловленных наличием порядка. Аналогично можно показать, что изменение скорости деформационного упрочнения при упорядочении связано с взаимодействием сверхдислокаций между собой и с такими элементами структуры, как границы зерен. Мы покажем, что изменение деформационного упрочнения при упорядочении монокристаллов с г. ц. к. сверхрешеткой может быть объяснено действием особого механизма поперечного скольжения сверхдислокаций. В поликристаллах дополнительный вклад в деформационное упрочнение вносит особый эффект взаимодействия полос скольжения с границами зерен. Прежде чем обсуждать теории влияния порядка на деформационное упрочнение, рассмотрим имеющиеся экспериментальные данные.

На кривой упрочнения монокристаллов металлов с кубической решеткой обычно наблюдается три стадии упрочнения: I стадия представляет собой начальный участок кривой с малой скоростью деформационного упрочнения; II стадия — участок с высокой (максимальной) скоростью этого упрочнения; III стадия, непосредственно предшествующая разрушению, соответствует участку с понижающейся скоростью деформационного упрочнения. Закс и Веерте [74] более тридцати лет назад показали, что кристаллографический порядок в г. ц. к. монокристаллах Cu_3Au повышает скорость деформационного упрочнения в линейной области Θ_{II} . Позднее Дэвис и Столофф [7, 107] и Кир [8] исследовали более подробно деформационное упрочнение кристаллов Cu_3Au . В разупорядоченном состоянии на I стадии наблюдается [6, 8] прерывистое распространение полос Людерса вдоль образца; при упорядочении эта стадия фактически отсутствует. На II стадии Θ_{II}/G при 298 °K составляет $\sim 2,2 \cdot 10^{-3}$ для неупоря-

доченного состояния и $4,2 \cdot 10^{-3}$ для упорядоченного [7]. На рис. 39 приведен график зависимости Θ_{II}/G от температуры для упорядоченного и неупорядоченного Cu_3Au [107]. Для неупорядоченного состояния Θ_{II}/G практически не зависит от температуры, что находится в соответствии с данными для других сплавов на медной основе, например для α -латуней с низким содержанием цинка [127]. В то же время для упорядоченного Cu_3Au отношение Θ_{II}/G непрерывно возрастает в интервале $77\text{—}350^\circ\text{K}$ и при 350°K принимает максимальное значение. При

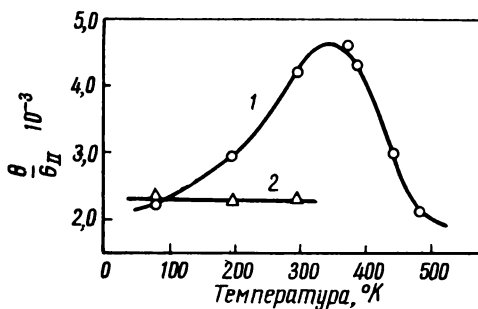


Рис. 39. Температурная зависимость деформационного упрочнения монокристаллов Cu_3Au :

1 — упорядоченное состояние;
2 — неупорядоченное состояние

77°K величина Θ/G для упорядоченного состояния такая же, как для неупорядоченного в интервале $77\text{—}298^\circ\text{K}$. Последовательные испытания при различных температурах монокристалла Ni_3Al (тип упорядоченной структуры $L1_2$, как и Cu_3Au) также показали, что Θ_{II} возрастает при повышении температуры в интервале $77\text{—}500^\circ\text{K}$ [107].

Другие исследования влияния порядка на деформационное упрочнение проводились на поликристаллических материалах. Видоз, Лазаревич и Кан [79] показали для сплавов Ni_3Fe , Cu_3Au и Au_3Cu , что при комнатной температуре скорость деформационного упрочнения возрастает примерно на 100% при образовании упорядоченной структуры. Установлено также, что чем ниже температура испытания, тем меньше различие между кри-

выми деформации упорядоченного и неупорядоченного Ni_3Fe .⁴

Недавно проведенные исследования сплавов с о. ц. к. и г. п. у. решетками показали, что в этом случае порядок оказывает незначительное влияние на деформационное упрочнение при комнатной температуре. Сплав Fe_3Al , обладающий о. ц. к. решеткой [84], в полностью упорядоченном состоянии имеет скорость деформационного упрочнения, на 40 % большую, чем в неупорядоченном состоянии, а для о. ц. к. сплава FeCo—V [54] эта разница не превышает 20 %. Для Mg_3Cd с г. п. у. решеткой порядок не влияет на степень деформационного упрочнения при комнатной температуре [63].

До того как были получены многие из приведенных выше данных, теории деформационного упрочнения предлагались Флинном [52], Васильевым и Орловым [128], Видозом и Брауном [129] и Козловым и Поповым [130]. Эти теории предсказывали, что увеличение скорости деформационного упрочнения, обусловленное порядком, не должно зависеть от кристаллической структуры и температуры. Однако, как мы только что видели для Cu_3Au , величина Θ_{II}/G сильно зависит от температуры, а приращение деформационного упрочнения в поликристаллах изменяется в широких пределах в зависимости от кристаллической структуры. Кроме того, эти теории постулируют наличие вторичного скольжения. Как было подробно рассмотрено в гл. III, вторичное скольжение не наблюдается на II стадии упрочнения ни при оптическом, ни при электронномикроскопическом исследовании. Позднее Кир [8], а также Дэвис и Столофф [7, 107] дали объяснение быстрому деформационному упрочнению упорядоченного Cu_3Au на основе электронномикроскопического исследования особенностей поперечного скольжения компонент сверхдислокаций (см. гл. III). Эти две теории, хотя и базируются на одинаковом механизме поперечного скольжения, отличаются в деталях, что и будет показано ниже.

Кир [8] предполагает, что напряжение течения упорядоченного Cu_3Au , определяется соотношением $\tau = \tau_F + \tau_c$, где τ_F — напряжение трения решетки, а τ_c — критическое напряжение выгибания скользящих линейных сегментов петли между порогами, возникающими при поперечном скольжении винтовых сегментов. Напряжение

трения решетки τ_F несколько увеличивается при деформации, что, по-видимому, обусловлено тормозящим влиянием порогов на сверхдислокации; τ_c — дающее основной вклад в деформационное упрочнение, приблизительно равно Gb/L , где L — средняя длина скользящего линейного сегмента дислокационной петли. L — должно уменьшаться при увеличении деформации, тогда напряжение течения будет увеличиваться. Поскольку Кир не получил данных, подтверждающих уменьшение L , он высказал позднее предположение, что выражение для выгибающего напряжения не верно, так как оно не учитывает иных факторов, кроме линейного натяжения. Он считает, что температурно скоростную зависимость напряжения течения можно объяснить механизмом, при котором длина пробега дислокаций сильно зависит от взаимодействия скользящих дислокаций с избытком точечных дефектов, создаваемых при неконсервативном движении порогов, образовавшихся на скользящих дислокациях в результате встречи последних с дислокациями леса. Предполагается, что пороги вносят вклад как в напряжение трения решетки τ_F , так и в дополнительное внутреннее напряжение путем «улавливания» скользящих дислокаций.

Дэвис и Столофф [7] предполагают, что деформационное упрочнение упорядоченного Cu_3Au обусловлено упрочнением за счет истощения источников дислокаций. При распространении дислокационной петли от источника имеется конечная вероятность, что винтовой сегмент петли перейдет путем поперечного скольжения в другую плоскость $\{111\}$ таким образом, что энергия антифазной границы при этом на плоскости $\{100\}$ понизится (см. рис. 14). В результате такого акта поперечного скольжения возникает прочный барьер, так как движение любой из единичных дислокаций, составляющих барьер, будет создавать антифазную границу. Это энергетически невыгодно, так что единичные дислокации будут дислокациями существенно сидячего типа. Таким образом, другие дислокации из того же источника не смогут перемещаться на большие расстояния, так как будут задерживаться барьером. Для осуществления дальнейшего скольжения должны быть введены в действие источники на соседних плоскостях. Этот механизм деформационного упрочнения также хорошо объясняет близко расположенные линии скольжения с малой величиной сдвига, наблюдаемые в

упорядоченных г. ц. к. сплавах, деформированных при комнатной температуре.

Поскольку стягивание частичных дислокаций в г. ц. к. материалах является термически активируемым процессом [131], при 77 °К частота образования барьеров при рассмотренном нами особом виде поперечного скольжения должна быть ниже, чем при 298 °К. Следовательно,

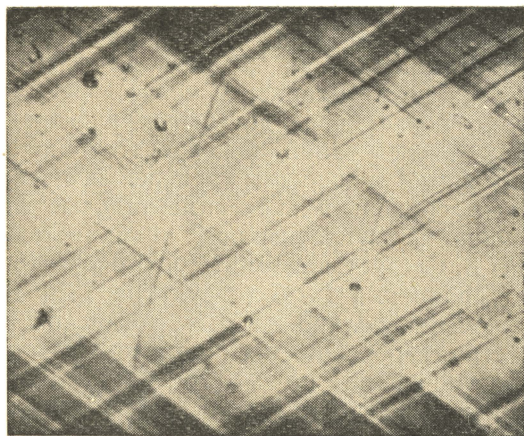


Рис. 40. Глубокие полосы скольжения по трем системам скольжения в монокристалле упорядоченного Cu_3Au деформированном при 77 °К (см. рис. 11, б)

истощение дислокационных источников будет происходить не так быстро, и поэтому Θ_{II} будет ниже, чем при 298 °К. Кроме того, полосы скольжения при 77 °К будут более интенсивными, чем при 298 °К. И действительно, высота ступеньки в полосах скольжения в случае деформации при 77 °К больше, чем при 298 °К (рис. 40). По мере повышения температуры от 77 °К образуется все больше сегментов, совершивших поперечное скольжение, и Θ_{II} увеличивается. Однако при достаточно высоких температурах (для упорядоченного Cu_3Au при 350 °К и выше) термически активируемое поперечное скольжение осуществляется так легко, что обе единичные дислокации, составляющие сверхдислокацию, могут как единое целое переместиться путем поперечного скольжения в другую

плоскость $\{111\}$. При этом барьер не возникает, так что общая скорость образования барьеров понижается, что приводит к уменьшению величины Θ_{II} . Считается [107], что проявление поперечного скольжения при 500°K в форме хорошо видимых полос скольжения свидетельствует об отсутствии прочных барьеров.

Оба рассмотренных механизма одинаково хорошо могут объяснить экспериментальные данные, полученные на упорядоченных монокристаллах Cu_3Au . В частности, оба механизма хорошо объясняют возрастание скорости деформационного упрочнения при повышении температуры. Какой из этих двух механизмов более верен, можно решить только после более детальных электронномикроскопических исследований поперечного скольжения.

Предложенные механизмы поперечного скольжения могут также объяснить экспериментальные данные по деформационному упрочнению поликристаллического о. ц. к. FeCo . Следует напомнить, что скорость деформационного упрочнения FeCo (структура $L2_0$) возрастает при упорядочении только на 20%, тогда как в сплавах с г. ц. к. структурой порядок повышает скорость деформационного упрочнения на $\sim 100\%$. Флинн [52] показал, что для упорядоченной структуры $L2_0$ винтовые сегменты дислокаций находятся в стабильной ориентации, когда антифазная граница лежит в плоскости $\{110\}$; последняя же является преимущественной плоскостью скольжения в о. ц. к. сплавах. Таким образом, в упорядоченном FeCo энергия антифазной границы не будет понижаться при поперечном скольжении аналогично тому, как это наблюдается в г. ц. к. упорядоченных сплавах, и не будут образовываться стабильные барьеры в исходной плоскости скольжения. Поэтому в структуре $L2_0$ порядок не будет влиять на величину Θ_{II} , однако детальных исследований на монокристаллах со структурой $L2_0$ не производилось. Микин и Петч показали, что напряжение течения поликристаллов зависит от скорости линейного деформационного упрочнения и от эффектов взаимодействия полос скольжения с границами зерен. Чем более «плоскостным» является скольжение, тем сильнее влияние величины зерна на напряжение течения (гл. IV, п. 5). Некоторое возрастание скорости деформационного упрочнения поликристаллического FeCo при упорядочении несомненно представляет следствие изменения характера скольжения

от «волнообразного» по многим плоскостям зоны $\langle 111 \rangle$ в неупорядоченном состоянии к «плоскостному» по плоскостям $\{110\}$ в упорядоченном состоянии. Используя эти соображения, можно показать, что различие между кривыми деформации упорядоченных и неупорядоченных поликристаллических образцов с г. ц. к. сверхструктурой тем меньше, чем ниже температура (при отсутствии возврата). Это находится в согласии с экспериментальными данными Вилоза и др. [79].

2. ДЕФОРМАЦИОННОЕ СТАРЕНИЕ

Если деформированный материал подвергнуть старению при температурах, при которых дефекты атомного масштаба — вакансии и внедренные атомы — подвижны, последующее деформирование вызывает изменение предела текучести или скорости деформационного упрочнения. Сплавы упорядочивающихся систем обычно подвергаются старению ниже T_c , и основной эффект старения заключается в заметном увеличении скорости деформационного упрочнения [120, 132], как это показано на рис. 41 для сплава Ni — 27% (ат.) Fe [79]. Для Cu_3Au и Au_3Cu скорость деформационного упрочнения также изменяется после деформационного старения. Деформационное старение изучалось только для упорядоченной структуры $L1_2$.

Увеличение скорости деформационного упрочнения после продолжительного отжига объясняется Видозом и др. [79] изменением дислокационной структуры, обусловленным возникновением дальнего порядка в процессе отжига. Предполагается, что когда предварительно деформированные неупорядоченные образцы подвергаются старению, происходит беспорядочное зарождение доменов дальнего порядка, и дислокации, встречаясь с окружающими и антифазными границами, в конце концов все объединяются в пары сидячих дислокаций. При последующей деформации образца эти дислокации не принимают участия в процессе деформации, так как они не лежат в одной плоскости; следовательно, должны образовываться новые скользящие сверхдислокации из всех возможных источников. Предполагается, что пересечение этих сверхдислокаций с дислокациями леса создает дополнительный вклад в деформационное упрочнение за счет «порогового»

механизма, предложенного Видозом и Брауном [129]. Было показано, что этот механизм не может объяснить некоторые факты, наблюдаемые при непрерывных испытаниях на растяжение, поэтому можно предположить, что деформационное старение вызвано действием особого механизма поперечного скольжения сверхдислокаций.

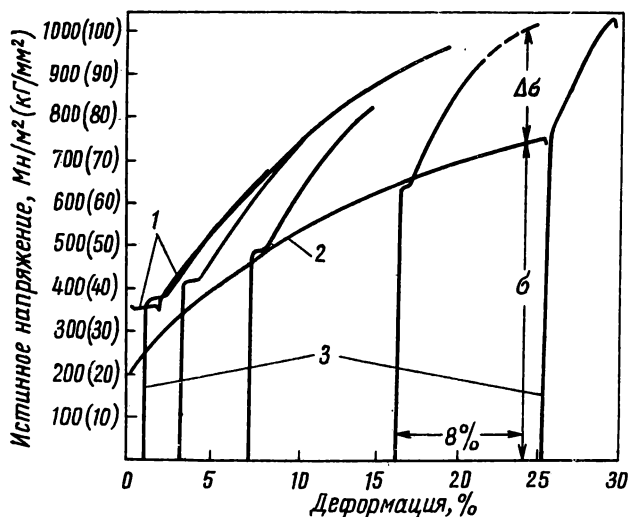


Рис. 41. Деформационное упрочнение Ni_3Fe при 480 °C после различных предварительных деформаций (Видоз и др. [79]):

1 — образцы, первоначально упорядоченные, при 480 °C, 68 ч; 2 — образцы, предварительно закаленные с 850 °C; 3 — образцы, выдержанные 68 ч при 480 °C после предварительной деформации

Мы предполагаем, что при отжиге предварительно деформированного образца антифазные границы, соединяющие сверхдислокации, лежат параллельно плоскостям $\{100\}$, (в упорядоченной решетке типа $L1_2$ это плоскости с наименьшей энергией). Эти дислокации являются сидячими и играют роль барьеров по отношению к скользящим (подвижным) сверхдислокациям, вновь возникающим в плоскостях $\{111\}$. Поскольку каждая «старая» дислокация является в данном случае барьером (предполагается, что в процессе отжига дислокации не аннигилируют), плотность барьеров после деформационного старения

намного выше, чем при непрерывных испытаниях на растяжение. Таким образом, в случае деформационного старения расстояние, на которое подвижная дислокация переместится, прежде чем она остановится у барьера, будет меньше, т. е. величина деформации от одного источника дислокаций будет меньше. Для продолжения деформации со скоростью, определяемой скоростью перемещения захватов растягивающего устройства, должны активироваться новые источники дислокаций, что связано с повышением уровня напряжения. Это будет приводить к увеличению скорости деформационного упрочнения.

ГЛАВА VI

РАЗРУШЕНИЕ

Хрупкость поликристаллических металлических соединений и концентрированных твердых растворов часто объясняется дальним порядком. В системе Fe—Co хрупкость наблюдается в том же интервале составов, что и упорядочение, а именно 35—68% Co [133], и только путем быстрой закалки можно получить пластичный материал [81, 134]. Аналогично Ni_3Mn теряет пластичность в упорядоченном состоянии [48], хотя в этом сплаве, имеющем г. ц. к. решетку, эффект выражен намного слабее, чем в FeCo, имеющем о. ц. к. решетку. Джастассон и др. [135] объясняют хрупкость сплавов Fe—Al, содержащих более 10% Al, упорядочением, и цитируют сообщение Закса [136], о том, что по мере повышения прочности пластичность большинства упорядочивающихся сплавов уменьшается.

Недавно проведенные тщательные исследования разрушения металлических соединений упорядочивающихся сплавов показали, что имеются две основные причины хрупкости: 1) ограниченность числа возможных систем скольжения или поперечного скольжения [53] и 2) упрочнение границ зерен в некоторых медленно охлажденных интерметаллидах [116]. Упрочнение границ зерен само по себе не обязательно связано с процессами упорядочения, тогда как ограниченное поперечное скольжение является весьма характерным для упорядоченных систем. Если же

упорядочение усиливает поперечное скольжение, как это наблюдается в случае Mg_3Cd , пластичность возрастает [63]. Рассмотрим сначала те сплавы, в которых влияние примесей не существенно, т. е. $FeCo-V$, Fe_3Al и Mg_3Cd . В этих сплавах влияние порядка на пластичность, по-видимому, тесно связано с изменением характера скольжения.

Мы увидим, как на механизме разрушения по Коттреллу — Петчу сказывается легкость поперечного скольжения; после чего перейдем к изучению сплавов, в которых разрушение контролируется влиянием примесей, т. е. металлических соединений типа $AgMg$ и $NiAl$.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ

С экспериментальной точки зрения сплав $FeCo-2\% V$ является весьма подходящим для изучения влия-

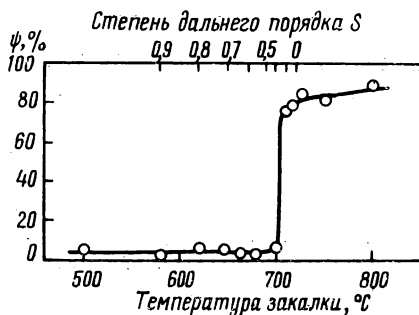


Рис. 42. Влияние дальнего порядка на пластичность $FeCo-V$ при 25 °C (Джонстон и др. [60])

ния характера скольжения на хрупкость [60] по следующим причинам: во-первых, при закалке его с различных температур можно получать различные значения степени дальнего порядка S ; во-вторых, упорядочение в этом сплаве приводит к существенному изменению предела текучести (см. рис. 22) и характера скольжения (см. рис. 15) и лишь незначительно влияет на деформационное упрочнение при деформации до 10%, что позволяет сравнить влияние величины предела текучести и характера скольжения на процесс разрушения; в-третьих, хрупкое разрушение в сплаве носит транскристаллитный характер, благодаря чему исключается постороннее влияние погра-

нических слоев или сегрегаций; в-четвертых, ни при одном из видов испытаний в этом сплаве не наблюдается двойникования.

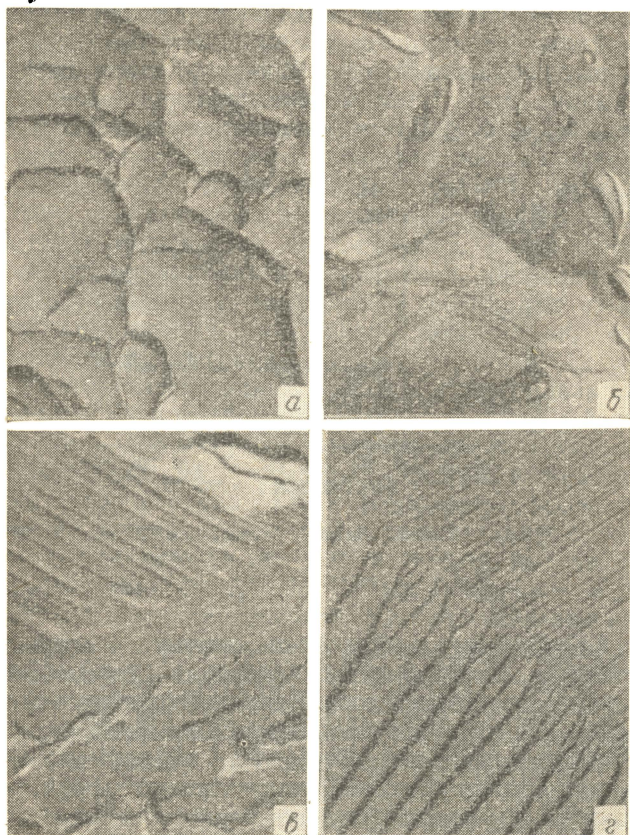


Рис. 43. Изменение характера разрушения FeCo—V при 25 °С с увеличением степени дальнего порядка. $\times 10\,000$:

$a - S = 0$; $б - S = 0,3$; $в - S = 0,5$; $г - S = 0,6$

Из рис. 42 видно, что существует непосредственная связь между изменением степени порядка и поперечным сужением при 25 °С. Величина последнего непрерывно уменьшается от 90% для $S = 0$ до 75 для $S = 0,4$. При

дальнейшем увеличении степени порядка поперечное сужение скачкообразно уменьшается до 5% и затем остается постоянным при всех $S > 0,5$. Отмечается также (рис. 43) изменение характера разрушения от чистого пластичного сдвига без признаков скола при $S = 0$ к сочетанию сдвига и скола при $S = 0,3$ и $S = 0,5$ до чистого скола при $S \geq 0,6$. В неупорядоченном FeCo—V деформация идет путем «волнистого» скольжения; в интервале $0,2 \leq S \leq 0,6$ все больше возрастает количество

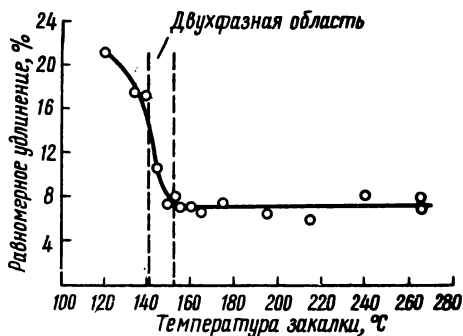


Рис. 44. Зависимость равномерного удлинения от температуры закалки для MgCd (испытания при -80°C)

зерен, в которых наблюдаются полосы «плоскостного» скольжения, и при $S > 0,6$ изменения характера скольжения больше не отмечается. Единственным другим о. ц. к. сплавом, для которого наблюдалось влияние порядка на пластичность, является Fe_3Al . Ряд исследователей указывает на то, что при 25°C упорядочение в Fe_3Al влияет незначительно или совсем не влияет на пластичность [53, 135] механизм скольжения [21, 53, 62] или предел текучести [53, 85].

Только в одном сообщении указывается, что порядок повышает пластичность упорядочивающегося сплава. Как видно из рис. 44, для сплава Mg_3Cd , с г. п. у. решеткой при тех температурах, когда неупорядоченное состояние остается стабильным во время испытания, наблюдается резкое повышение пластичности при увеличении степени порядка [63]. Следует помнить, что при упорядочении развитие внебазисного скольжения также заметно усили-

вается, как показано на рис. 16. Для упорядочивающихся сплавов характерно, что в упорядоченном состоянии предел текучести имеет много меньшие значения. Несколько неожиданным является то, что в упорядоченном Mg_3Cd даже после деформации более чем на 20 % происходит разрушение сколом, тогда как в неупорядоченном Mg_3Cd , который намного более хрупок, наблюдается тенденция к межзеренному разрушению [63].

В гранецентрированных материалах, которые обычно не обнаруживают хрупкого поведения ни при одном из видов испытаний, порядок, как правило, несколько уменьшает пластичность, не изменяя характера разрушения. Это объясняется, по-видимому, более высокой степенью деформационного упрочнения упорядоченного материала, благодаря чему в нем возникают гораздо большие напряжения при равной деформации, чем в неупорядоченном состоянии.

В рассмотренных выше о. ц. к. и г. п. у. сплавах влияние порядка на пластичность находится в прямой связи с изменением характера скольжения. Если скольжение «волнистое» или множественное, материал пластичен; если же в значительной части деформирующихся зерен скольжение «плоскостное», наблюдается быстрое уменьшение пластичности. Когда скольжение преимущественно «плоскостное» (например, в упорядоченном сплаве $FeCo-V$ и в разупорядоченном Mg_3Cd), материал почти не обладает пластичностью. Вместе с тем очевидно, что способность этих сплавов к пластическому течению не связана с величиной начального напряжения течения.

В ряде однофазных твердых веществ зависимость характера скольжения от температуры испытания связана также с переходом из пластичного состояния в хрупкое. Такой переход наблюдается в сплавах $FeCo-V$ [60] и Fe_3Al , причем в случае сплава $FeCo-V$ (рис. 45) порядок сильно влияет на температуру перехода, а в случае Fe_3Al температура перехода от порядка не зависит. Упорядочение в сплаве $FeCo-V$ повышает температуру перехода в хрупкое состояние на 550 °C (см. рис. 45). Для неупорядоченного состояния температура перехода (—100 °C)—это та температура, ниже которой появляется «плоскостное» скольжение. В упорядоченном $FeCo-V$ деформация происходит путем «плоскостного» скольжения во всем исследованном интервале температур. Однако, для этого

материала температура перехода (450°C) равна $0,4 T_{\text{пл}}$ (где $T_{\text{пл}}$ — температура плавления), и поэтому переход в пластичное состояние, вероятно, обусловлен процессами возврата. Аналогично и монокристаллы [9] и поликристаллы [70] AgMg , содержащие избыток магния, становятся пластичными при 200°C , что составляет около $0,43 T_{\text{пл}}$.

Fe_3Al как в упорядоченном, так и в неупорядоченном состоянии становится полностью пластичным выше 0°C [15].

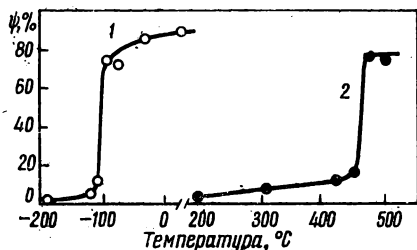


Рис. 45. Влияние дальнего порядка на положение порога хрупкости для FeCo-V (Джонстон и др. [60]):

1 — неупорядоченное состояние;
2 — упорядоченное состояние

В обоих случаях при этой температуре наблюдается переход от сочетания «волнистого» и «плоскостного» скольжения к чисто «волнистому» скольжению. Таким образом, как и для FeCo-V , переход из пластичного состояния в хрупкое непосредственно связан с изменением характера скольжения.

2. ХАРАКТЕР СКОЛЬЖЕНИЯ И ТЕОРИЯ ПЕРЕХОДА ИЗ ПЛАСТИЧНОГО СОСТОЯНИЯ В ХРУПКОЕ

Результаты многочисленных исследований показывают, что переход из пластичного состояния в хрупкое, вызванный изменением степени порядка или температуры испытаний, можно связать с изменением характера скольжения. Однако в связи с процессами разрушения следует различать два подхода к вопросу о характере скольжения. Один связан с критерием Мизеса [118], другой же учиты-

вает возможность поперечного скольжения дислокаций из первичных плоскостей скольжения. Согласно макроскопическому критерию Мизеса поликристалл ограниченных размеров с беспорядочно ориентированными зернами будет обладать заметной пластичностью лишь в том случае, если деформация в нем будет протекать, по крайней мере, по пяти независимым системам скольжения. В неупорядоченном Mg_3Cd при -80°C [63] скольжение ограничено в основном базисной системой $(0001) \langle 11\bar{2}0 \rangle$. В этом случае имеются лишь две (из пяти необходимых) независимые системы скольжения [138], и поэтому склонность к хрупкости неизбежна. В упорядоченном Mg_3Cd деформация идет по ряду внебазисных плоскостей, что удовлетворяет критерию Мизеса, и таким образом, возрастание пластичности Mg_3Cd при упорядочении вполне объяснимо.

В упорядоченном сплаве $\text{FeCo}-\text{V}$ и в большинстве материалов с о. ц. к. решеткой, испытываемых при низких температурах в условиях «плоскостного» скольжения $\{110\}$, способность к пластической деформации ограничена, даже если выполняется критерий Мизеса. В сплавах этого типа фактором, контролирующим процесс разрушения, является затрудненность поперечного скольжения вследствие неспособности сверхдислокаций поменять плоскость скольжения или вследствие понижения температуры испытания.

Поперечное скольжение существенно влияет на скорость распространения множественного скольжения из одного зерна в другое по линии контакта полосы скольжения с границей зерна. Если поперечное скольжение происходит легко, сдвиг будет быстро распространяться от одного зерна к другому, и материал будет пластичным. Поперечное скольжение из плоскостей $\{110\}$ затруднено, поэтому сдвиг сможет распространяться при условии, что дислокации будут подвижны в нескольких кристаллографически различных плоскостях зоны $\langle 111 \rangle$. Поэтому наряду с плоскостями $\{110\}$ «волнистое» скольжение осуществляется по плоскостям типа $\{112\}$ и $\{123\}$.

Недавно Джонстон, Дэвис и Столофф [60], а также Смит и Уортингтон показали, как в формальную теорию разрушения можно ввести параметры, характеризующие скольжение в твердом теле. Смит и Уортингтон также рассмотрели вопрос о роли блокирования источника

дислокаций. Они показали, что блокирование источников имеет весьма существенное значение в тех металлических соединениях, где наблюдается сильная пограничная сегрегация (гл. IV); при деформации FeCo—V оно не играет роли [60].

Условие образования трещины в результате локальной пластической деформации выражается уравнением Коттрелла — Петча [139, 140]:

$$\sigma_y k_y l^{1/2} \geq \beta G \gamma^*, \quad (9)$$

где σ_y — предел текучести;

k_y — коэффициент, связывающий σ_y и $l^{1/2}$;

$2l$ — диаметр зерна;

β — множитель, зависящий от напряженного состояния;

G — модуль сдвига;

γ^* — эффективная поверхностная энергия.

В основе расчета Коттрелла лежит предположение, что трещины зарождаются при напряжении, равном пределу текучести, но Петч считает, что трещины могут образовываться и при более высоких напряжениях.

Число независимых систем скольжения и склонность к поперечному скольжению в теории разрушения учитывают параметр k , который, как было показано в гл. IV определяется соотношением

$$k_e = m^2 \tau_e \epsilon^{1/2} + A m^3 \epsilon^{1/2}. \quad (10)$$

Таким образом, k_e — это степенная функция ориентационного множителя Тэйлора [119] m , который служит мерой легкости распространения скольжения. Чем легче идет поперечное скольжение, тем меньше величина m ; следовательно, и k будет меньше. Экспериментальные подтверждения этой концепции приведены в гл. IV. Теперь уравнение Коттрелла — Петча можно написать в другой форме:

$$\sigma_e k_e l^{1/2} \geq \beta G \gamma^*, \quad (11)$$

где σ_e — напряжение течения при разрушении, соответствующее деформации ϵ .

Подстановка σ_e вместо σ_y необходима, так как обычно в однофазных твердых телах трещины зарождаются незадолго перед разрушением, а не при напряжении, равном пределу текучести.

Из выражения (11) видно, что произведение $\sigma_e k_e$ определяет склонность твердого тела к разрушению при данной величине зерна l . В случае сплава FeCo—V значительное уменьшение σ_e , обусловленное упорядочением, заведомо компенсируется увеличением k_e , и материал становится хрупким. Для Fe₃Al известно, что при 25 °C порядок не влияет на величину σ_e [53, 85], и так как легкость поперечного скольжения не изменяется, нет основания ожидать, что порядок будет влиять на k_e . Поэтому неудивительно, что упорядочение не влияет на характер разрушения Fe₃Al [53].

3. ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НА РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

В ранее рассмотренных упорядочивающихся сплавах распределение примесей играет, по-видимому, незначительную роль. Однако Вестбрук с сотр. [4, с. 5; 97, 111, 116, 141] достаточно убедительно показали, что распределение примесей является основным фактором, влияющим на поведение многих металлических соединений при разрушении. Сегрегация кислорода, азота и других примесей по границам зерен приводит к межзеренному охрупчиванию. О наличии сегрегаций примесей у границ можно судить по различию в микротвердости границ и внутренней части зерен, как это показано на рис. 46 для AgMg. Для NiAl упрочнение границ зерен наблюдается в сплавах, составы которых лежат по обе стороны от стехиометрического [141], но в значительной степени оно проявляется только в сплавах с избытком более электроположительного компонента. Вполне вероятно, что объяснить влияние примесей в этих сплавах можно исходя из уравнения Коттрелла — Петча в этой форме, которую ему придали Смит и Уортингтон, считающие, что блокирование источников является основным механизмом, препятствующим распространению скольжения. В то же время Вестбрук с сотр. при анализе разрушения придают особое значение твердости приграничных слоев, которые можно рассматривать как препятствия, не проницаемые для скольжения.

Преимущественное упрочнение границ зерен кислородом, по-видимому, не связано с выделением второй фазы, так как ни разу в материале, считающемся однофазным, не было обнаружено приграничной пленки. Ско-

рее всего, упрочнение можно объяснить сегрегацией кислорода и более активного металлического компонента соединения вблизи границы зерна. Поскольку недавно был опубликован подробный обзор механизмов упрочнения границ зерен [116], здесь мы ограничились изложением основных экспериментальных данных.

Существуют различные способы предотвратить упрочнение границ зерен и одновременно повысить пластич-

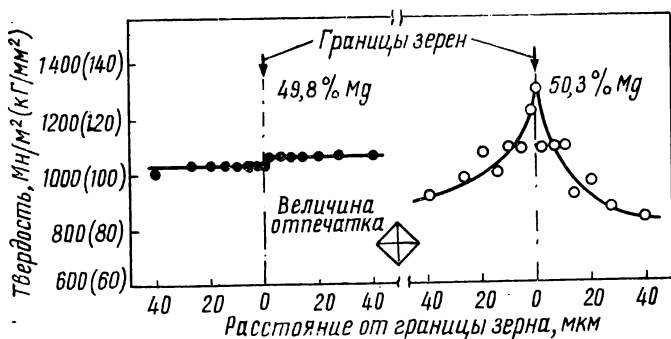


Рис. 46. Упрочнение границ зерен в AgMg при избытке более электроположительного элемента (Mg) (Вестбрук и Вуд [141])

ность. Для NiGa [142], NiAl [141] и Ni₃Al [141] этого можно добиться закалкой с большой скоростью от температуры выше некоторой критической. Последующий отжиг восстанавливает упрочнение границ и снижает пластичность, так что понизить температуру перехода интерметаллидов в хрупкое состояние путем закалки можно лишь при условии, что этот переход происходит в интервале температур, при которых в процессе испытания не происходит дополнительной сегрегации.

Предотвратить упрочнение границ зерен можно также путем легирования. Цинк, медь, лантан, церий и золото уменьшают прочность границ зерен в AgMg, богатых магнием, тогда как олово в сплавах AgMg, богатых серебром, повышает ее [141]. Сейнфорд и др. [143] сообщают об улучшении пластичности границ зерен в сплаве Fe — 40% Al добавками циркония. Предполагается, что хрупкость этого сплава обусловлена сегрегацией углерода. Добавка циркония в соотношении к углероду 1 : 1 восстанавливает пластичность сплава.

Другим фактором, влияющим на пластичность интерметаллических соединений, является предварительная деформация. Проволока из обогащенного серебра, сплава AgMg , полученная экструзией, пластична при комнатной температуре, тогда как тот же самый материал в литом состоянии хрупок [116]. Это совершенно невозможно объяснить ни разницей в размере зерна, ни гомогенизацией в процессе экструзии, ни различием текстур. О благоприятном влиянии предварительной деформации на пластичность сообщают также Вестбрук и Вуд. Проволока из сплава с высоким содержанием магния, подвергнутая после экструзии дополнительному растяжению на 50% при 250 °C может легко изгибаться при —196 °C, хотя тот же самый материал после экструзии хрупок при температурах вплоть до 200 °C. Отжиг ниже температуры рекристаллизации полностью снимает благоприятный эффект предварительной деформации. Это наблюдение находится в соответствии с моделью разрушения, предложенной Смитом и Уоррингтоном, в которой источники, заторможенные примесями внедрения не могут принимать участия в распространении скольжения через границы зерен. Когда имеется много незакрепленных дислокаций, созданных, например, предварительной деформацией, препятствий распространению скольжения гораздо меньше.

4. ВЛИЯНИЕ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Имеется много работ, посвященных изучению коррозионного растрескивания упорядочивающихся сплавов, в частности Cu_3Au , и их охрупчивания в среде жидких металлов. Бэкиш и Робертсон изучали межзеренное растрескивание при коррозии под напряжением поликристаллов Cu_3Au как с дальним, так и с ближним порядком. Образцы, закаленные с 850 °C и, следовательно, неупорядоченные, были существенно менее склонны к растрескиванию. Однако в работе тех же авторов, проведенной на монокристалле Cu_3Au , разницы в поведении образцов, закаленных с 850 °C, и образцов с дальним порядком не наблюдалось [145]. Так что, по крайней мере, в этой системе поведение поликристаллических образцов связано каким-то граничным эффектом. Возможно, в процессе низкотемпературного отжига происходит сегрегация атомов какого-либо элемента по границам зерен, при-

водящая к снижению сопротивления коррозионному растрескиванию; закалка же способствует более однородному распределению компонентов.

В отожженном поликристалле Cu_3Au коррозионно-активными участками были границы зерен, некогерентные границы двойников и субграницы. В деформированных образцах активными центрами служили некоторые полосы скольжения, причем наибольшая активность отмечалась вблизи границ зерен и двойников. Активность зависела от кристаллографической ориентации; плоскости, близкие к $\{111\}$, почти не испытывают воздействия среды, тогда как поверхности, близкие к (110) , были довольно активны [145]. Каждый активный центр при приложении напряжения становился зародышем трещины. Плоскость первоначального роста трещины была перпендикулярна растягивающим условиям и, как правило, не совпадала ни с какой кристаллографической плоскостью. Если после зарождения трещины с поверхности образца удаляли Fe_3Cl , кристалл деформировался пластически до наступления вязкого разрушения. Некоторые авторы [58, 67, 146, 147] считают, что склонность к транскристаллитному растрескиванию определяется склонностью дислокаций к локализации в плоскостях скольжения, обусловливаемой либо низкой энергией дефектов упаковки, либо ближним порядком. Роль плоских дислокационных образований в закаленном Cu_3Au заключается, по-видимому, в том, что, разрушая ближний порядок, они обеспечивают возникновение участков с повышенной химической активностью, в которых могут образоваться зародыши хрупких трещин. Если при температуре испытания порядок восстанавливается, полосы скольжения менее восприимчивы к воздействию активной среды. Сванн [58] предполагает в связи с этим, что образование химически активных центров на корродирующей поверхности в процессе скольжения, разрушения или упорядочения является динамическим процессом, скорость которого зависит от температуры и приложенного напряжения.

В более поздних работах Пиккеринг и Сванн [148] на основании наблюдений коррозионного растрескивания в тонких фольгах Cu_3Au установили, что статические дислокации не являются активными центрами. Был предложен другой механизм растрескивания, согласно которо-

рому цилиндрические полости, вытравливающиеся на границах зерен и стыках антифазных границ в упорядоченном Cu_3Au , приводят к механическому ослаблению структуры, в результате этого к разрушению путем пластического разрыва. Предполагается, что антифазные границы Cu_3Au являются активными центрами, так как в местах стыков доменов имеются флуктуации по составу. В отожженной β -латуни сетка термических антифазных границ не стабильна и транскристаллитного растрески-

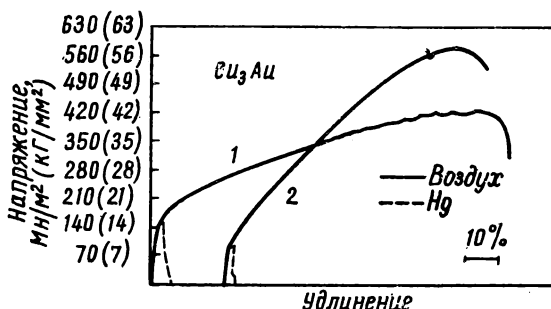


Рис. 47. Диаграммы деформации упорядоченного и неупорядоченного Cu_3Au при испытании в различных средах:

1 — неупорядоченное состояние; 2 — упорядоченное состояние

вания не наблюдается [149]. Однако, когда β -латунь подвергается предварительной деформации, возникают транскристаллитные трещины, которые могут быть связаны с антифазными границами, образовавшимися при скольжении.

Хотя модель коррозионного растрескивания, базирующаяся на свойствах корродирующего материала, объясняет многие экспериментальные факты, был также предложен механизм, учитывающий влияние поверхностной пленки. Мак-Ивли и Бонд [150] показали, что в отожженном сплаве $\text{Cu} - 30\% \text{Zn}$ растрескивание протекает путем разрушения окисной пленки. Они предполагают, что расположение дислокаций в основном материале на развитие трещин непосредственно не влияет. Аналогичная окисная пленка наблюдалась на образцах Cu_3Au , и можно предполагать, что в этом сплаве коррозионное растрескивание протекает таким же образом. Следовательно,

необходимо тщательно исследовать, не является ли разрушение пленки основным механизмом коррозионного растрескивания упорядоченных материалов с низкой энергией дефектов упаковки.

Механизмы охрупчивания в жидких металлах и коррозионного растрескивания, по-видимому, различны, но эти процессы обладают определенным феноменологическим сходством. Например, наблюдается возрастание склонности к охрупчиванию при усилении «плоскостного» характера скольжения, обусловленном как низкой энергией дефектов упаковки, так и порядком. Cu_3Au и сплав $\text{FeCo}-\text{V}$ сильно охрупчиваются в ртути при наличии дальнего или ближнего порядка (рис. 47). Механизм охрупчивания заключается во взаимодействии атомов жидкого металла с искаженными связями на поверхности раздела твердое тело — жидкость, которое понижает энергию сцепления. Это облегчает зарождение трещин, так что материал, пластичный при всех испытаниях на воздухе, приобретает характеристики типичные для хрупкого состояния при испытаниях в соответствующей жидкости [60].

ГЛАВА VII

УСТАЛОСТЬ

На образование и рост усталостной трещины влияют такие факторы, как размер и геометрия образца, состояние поверхности, напряженное состояние, температура и структура материала [151]. Легкость поперечного скольжения, по-видимому, является основным параметром, определяющим сопротивление усталостному разрушению. Зарождению трещины в ионном монокристалле способствует поперечное скольжение.

Аналогично поперечное скольжение способствует зарождению транскристаллитной трещины в поликристаллах [146, 152]. Когда поперечное скольжение затруднено, например в материалах с низкой энергией дефектов упаковки, появляются усталостные трещины по границам зерен, но при значительно более высоких уровнях напряжений, чем в материалах с высокими энергиями дефектов упаковки. Во многих случаях в поликристаллах на рост

трещины приходится большая часть времени жизни образца до усталостного разрушения. Хотя поперечное скольжение способствует росту трещины, связь между этими явлениями носит не прямой характер; высокая степень деформационного упрочнения в вершине трещины,

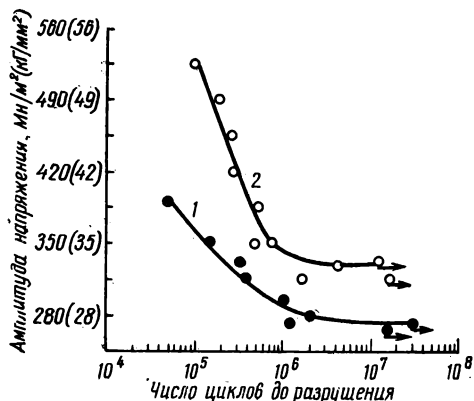


Рис. 48. Кривые усталости Ni_3Mn при 25 °С (Боеттнер и др. [153])

1 — упорядоченное состояние, $\sigma_s/\sigma_b = 0,7/1,8$; 2 — закаленное состояние, $\sigma_s/\sigma_b = 1,4/1,6$

как это обнаружено в материалах с низкой энергией дефектов упаковки, замедляет рост трещины.

Главная трудность при изучении связи поперечного скольжения с характеристиками усталости состоит в том, что обычно приходится сравнивать материалы разного состава, например медь и α -латунь. Так как в упорядочивающихся сплавах склонность к поперечному скольжению можно варьировать в широких пределах без изменения состава, эти сплавы оказались очень полезными для изучения усталости.

Данные по усталости Ni_3Mn и FeCo—V представлены в форме $S—N$ кривых (зависимостей напряжения S от числа циклов N до разрушения) и приведены соответственно на рис. 48 и 49 [153]. Когда сплавы упорядочены, в обоих случаях наблюдается плоскостное скольжение и отмечаются повышенные усталостные характеристики. Влияние типа скольжения особенно сильно в FeCo—V , так как при упорядочении напряжение течения умень-

шается на 40%, т. е. упорядоченный сплав FeCo—V может выдерживать повторные нагружения, не только большие по абсолютному значению напряжения, но и составляющие значительно большую долю разрушающего

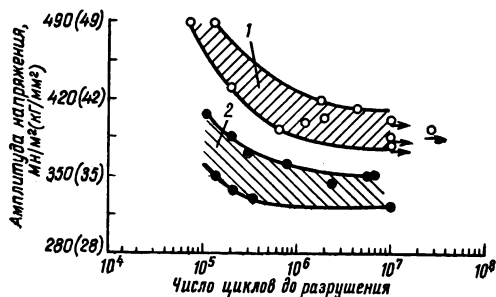


Рис. 49. Кривые усталости FeCo—V при 25 °C (Боейтнер и др. [153]):
1 — упорядоченное состояние, $\sigma_s/\sigma_b = 0,5/1,5$; 2 — закаленное состояние, $\sigma_s/\sigma_b = 0,8/1,6$

напряжения при статическом нагружении, чем неупорядоченный сплав. Следовательно, эти эксперименты полностью подтверждают данные предыдущих исследований о роли поперечного скольжения в процессе усталости.

ГЛАВА VIII

ПОЛЗУЧЕСТЬ

Впервые влияние дальнего порядка на процесс ползучести было исследовано в 1956 г. Херманом и Брауном β -латуни [154] и Корниловым и Панасюком на Ni_3Fe [4, 155]. В этих работах было обнаружено большое увеличение сопротивления ползучести при упорядочении. Впоследствии влияние порядка на ползучесть изучалось на сплавах Fe_3Al [156], Mg_3Cd , $MgCd$ [157] и FeCo [173], а затем на β -латуни и Ni_3Fe [80, 158]. Все работы подтвердили уменьшение скорости ползучести при образовании дальнего порядка. Из этих исследований можно сделать другой важный вывод, а именно, что при создании дальне-

го, а в некоторых случаях и ближнего порядка увеличивается энергия активации стационарной ползучести [159, 160]. Высокая энергия активации наблюдается также при изучении ползучести металлических соединений [161]. Прежде чем подробно обсуждать процессы ползучести,

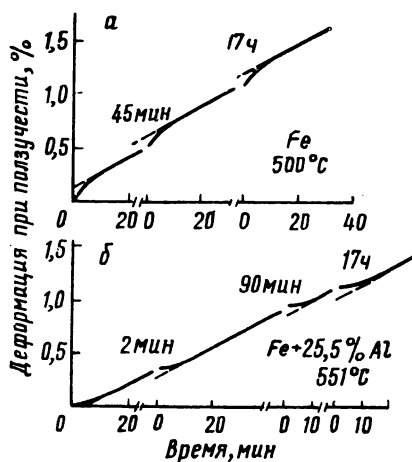


Рис. 50. Нестационарная ползучесть в Fe (а) и Fe₃Al (б). На кривых указана продолжительность перерывов при испытании (Лоули и др. [156])

рассмотрим форму кривых ползучести и соответствующее уравнение ползучести.

Лоули, Колл и Кан [156] для Fe₃Al в области T_c обнаружили аномальный ход кривых нестационарной ползучести, т. е. наступлению стационарной ползучести предшествовал период увеличения скорости ползучести (рис. 50). Подобный аномальный ход кривых нестационарной ползучести наблюдается для неупорядоченного MgCd [157] и для неупорядоченной промежуточной фазы Ag₂Al [162] и объясняется возрастанием напряжений, вызывающих упорядочение или разупорядочение. Считалось, что напряжения, вызывающие упорядочение (включая ближний порядок) или разупорядочение, контролируют процесс стационарной ползучести. Однако Хазлетт и Хансен [163] показали, что аномальный ход кривой нестационарной ползучести

ционарной ползучести можно получить в чистом никеле, если в нем предварительно создана субструктура. Скорость стационарной ползучести не зависит от формы нестационарного участка кривой ползучести. Поскольку предварительные испытания на ползучесть или термообработка могут создавать субструктуру в Fe_3Al , MgCd или Ag_2Al , наличие участка с аномальным ходом на кривой нестационарной ползучести не является доказательством существования особого механизма стационарной ползучести.

Скорость ползучести упорядочивающихся сплавов измерены (за исключением Ni_3Fe) при температурах выше $\sim 0,45 T_{\text{пл}}$, при которой скорость стационарной ползучести $\dot{\epsilon}$ обычно выражается уравнением

$$\dot{\epsilon} = \exp - \frac{\Delta H}{RT} \sigma^n, \quad (12)$$

где ΔH — энергия активации стационарной ползучести;
 R — газовая постоянная;
 T — абсолютная температура;
 σ — приложенное напряжение;
 n — константа.

В условиях применимости уравнения (12) оказывается, что для чистых металлов ΔH соответствует энергии активации самодиффузии, а $n \approx 4$. В табл. 3 приведены значения энергии активации стационарной ползучести упорядочивающихся сплавов и металлических соединений, а так же величины n .

Из этих данных следует, что образование дальнего порядка приводит в большинстве случаев к сильному увеличению энергии активации и что энергии активации ползучести металлических соединений очень велики. Сравнительные данные энергий активации ползучести и диффузии имеются только для β -латуни в упорядоченном и неупорядоченном состояниях [166]. Оба ряда величин энергии активации очень хорошо согласуются. Значение энергии активации диффузии в неупорядоченном Mg_3Cd , равное 105 кдж/моль (25 ккал/моль), находится также в хорошем согласии с данными об энергии активации ползучести.

Сузуки и Ямамото [80] отмечали небольшое изменение энергии активации при упорядочении Ni_3Fe , но поскольку T_c для Ni_3Fe меньше, чем $0,45 T_{\text{пл}}$, уравнение (12) не

Таблица 3

**Энергии активации стационарной ползучести
упорядочивающихся сплавов и металлических соединений**

Сплав	Структура	κ дж/моль (ккал/моль)	n	Литература
β -латунь	Упорядоченная о.ц.к.	161,0 (38,3)	3,2	[154]
	Неупорядоченная о.ц.к.	98,4 (23,4)	3,5	
FeCo—V	Упорядоченная о.ц.к.	161,0 (38,3)	3,5	[173]
	Неупорядоченная о.ц.к.	294 (70)	4,7	
	»	398 (94,5)	4,6	
AgMg	Упорядоченная о.ц.к.	694 (165)	4,6	[174]
Fe ₃ Al	Упорядоченная о.ц.к.	214 (50,8)	5,7	
Fe—Al—Si	Неупорядоченная о.ц.к.	328 (78)	—	[156]
	Упорядоченная о.ц.к. типа FeAl	387 (92)	5,5—6,8	
	Упорядоченная о.ц.к. типа Fe ₃ Al	588 (140)	—	
Fe ₃ Al	Неупорядоченная	324 (77)	—	[164]
	Упорядоченная типа FeAl	378 (90)	—	
MgCd	Неупорядоченная	—	4,2—4,9	[165]
Mg ₃ Cd	Неупорядоченная г. п. у.	120 (28,6)	3,4	[157]
	Упорядоченная орторомбическая	140 (33,5)	—	
	Неупорядоченная г. п. у.	113,5 (27)	3,6	
Ni ₃ Al	Упорядоченная г. п. у.	170 (40,5)	—	—
	Упорядоченная г. п. у.	—	—	
	Упорядоченная г. п. у.	—	—	
Ni ₃ Al	Упорядоченная г. п. у.	690 (164)	—	[161]
Ni ₃ Ta	»	565 (134)	—	[161]
Ni ₃ Nb	»	660 (157)	4,7	[161]

применимо. Дэвис [160] показал, что в Ni₃Fe при температурах, близких к T_c , энергия активации ползучести зависит от напряжения. Тем не менее обнаружено, что в Ni₃Fe при упорядочении скорость ползучести уменьшается примерно на порядок.

Во всех теориях ползучести [52, 156] упорядочивающихся сплавов считается, что энергия активации ползучести такая же, как и энергия активации самодиффузии ΔH_D ; приведенные выше данные подтверждают эту точку

зрения. Поскольку самодиффузия происходит по вакансионному механизму, справедливо равенство $\Delta H_D = \Delta H_F + \Delta H_M$, ΔH_F — энергия образования вакансии и ΔH_M — энергия активации движения вакансии. В сплавах с дальним порядком создание и движение вакансии требует дополнительной энергии, так как надо разорвать связи с ближайшими соседями. Это приводит к более высокой энергии активации диффузии. Мирский [167] показал, что энергия активации диффузии никеля уве-

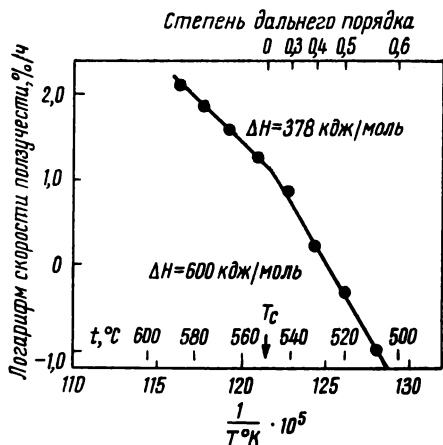


Рис. 51. Влияние упорядочения по типу $D0_3$ на скорость ползучести и энергию активации в Fe_3Al [$\sigma = 150 \text{ Мн/м}^2$ (15 кг/м.м^2)]

личивается от 275 кдж/моль (65 ккал/моль) в чистом никеле до 420 кдж/моль (100 ккал/моль) в соединении Ni_3W_4 .

Если энергия активации установившейся ползучести эквивалентна энергии активации диффузии, которая в упорядочивающихся сплавах зависит от расположения ближайших атомов, тогда энергия активации ползучести должна быть монотонной функцией степени порядка. Однако на кривой температурной зависимости скорости ползучести (рис. 51) имеется излом при T_c или несколько выше T_c . Более того, энергия активации, определяемая наклоном кривой, не зависит от степени порядка в интервале значений S от 0 до 0,7. Это указывает также на то, что процесс, контролирующий скорость ползучести в β -ла-

туни, FeCo и Fe_3Al , не зависит от присутствия сверхдислокаций, так как при малых степенях порядка ($S \leq 0,3$) сверхдислокации нестабильны (см. гл. III).

Флинн [52] и Лоули, Колл и Кан [156] предложили детально разработанные теории ползучести упорядоченных сплавов. Флинн предположил, что процессом, контролирующим скорость течения, является процесс переползания под действием напряжения антифазной границы, принадлежащей сверхдислокации. Этот механизм справедлив только для сплавов, которые упорядочены до точки плавления, или для сплавов, деформация которых вплоть до T_c осуществляется посредством движения сверхдислокаций постоянной равновесной ширины (пример: Cu_3Au). В таких же сплавах, как FeCo , где вид дислокаций зависит от степени порядка (см. гл. III), этот механизм не контролирует скорости ползучести. Лоули и др. предположили, что скорость ползучести определяется процессом термического нарушения связей перед дислокацией под действием напряжений. Из этой теории, преимущество которой состоит в том, что она не зависит от вида дислокаций, следует, что

$$\dot{\varepsilon} = AD/E, \quad (13)$$

где A — константа;

D — коэффициент диффузии;

E — энергия антифазной границы.

Считается, что в уравнении (13) от температуры зависит только D :

$$D = D_0 \exp(\Delta H/RT),$$

но ввиду того, что $E \approx S^2$ (см. гл. III) при температурах несколько ниже T_c , E также должно сильно зависеть от температуры. Это должно приводить к быстрому уменьшению скорости ползучести в интервале температур от T_c до $T_c - 30^\circ\text{C}$, но как показано выше, этого не наблюдается. Виртман [168] отмечает, что уменьшение скорости ползучести при упорядочении нельзя объяснить только изменением констант диффузии. Он считает, что этот эффект можно объяснить либо уменьшением среднего расстояния, на которое распространяется дислокационная петля, либо уменьшением числа активных источников Франка — Рида при упорядочении. Измерение высоты ступенек скольжения [7,4, с. 145] показало, что при упо-

рядочении действительно уменьшается расстояние, на которое распространяется дислокационная петля.

Трудно понять скачкообразное увеличение энергии активации при температуре T_c . Возможно, что упорядочение в поле напряжений дислокации, как предположил Сумино [88], увеличивает энергию активации. В области сжатия около краевой дислокации более выгодно наличие разноименных связей (т. е. порядка), так как им соответствуют меньшие межатомные расстояния. Для того чтобы дислокации могли переползать, необходимо удаление атомов, расположенных упорядоченно, из области сжатия, а это может потребовать такой же энергии, как энергия диффузии в полностью упорядоченной решетке. Диффузия в решетке может идти быстрее, чем вблизи дислокации, тем не менее процессом, контролирующим скорость ползучести, будет диффузия вблизи дислокации. Подобное объяснение справедливо лишь при условии, что скорость ползучести определяется термически активируемым процессом нарушения связей перед дислокацией.

В заключение можно сказать, что пока что нет удовлетворительной теории ползучести в упорядочивающихся сплавах. Все предложенные до сих пор теории предполагают существование сверхдислокаций постоянной равновесной ширины и не могут объяснить скачок энергии активации при температуре T_c .

ГЛАВА IX

ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

В материалах, деформация которых осуществляется путем движения сверхдислокаций, изменение средней степени порядка вплоть до величин деформации $\sim 20\%$ невелико (рис. 52). Однако при больших значениях деформации порядок разрушается (это впервые отметил Делингер [169], и за процессом разупорядочения можно наблюдать по изменению такого свойства, как удельное электросопротивление, которое зависит от степени порядка. Влияние холодной деформации на намагниченность насыщения и удельное электросопротивление в Ni_3Mn

[120] показано на рис. 53. Позднее Коэн и Бевер [170] исследовали изменение удельного электросопротивления и запасенной энергии поликристаллических образцов сплавов Cu_3Au и $\text{Au} - 25\%$ (сплав, в котором наблюдается только ближний порядок) при деформации волочением или прокаткой.

Как показали расчеты, доля запасенной энергии, которая пошла на разрушение порядка, составляет 70% для

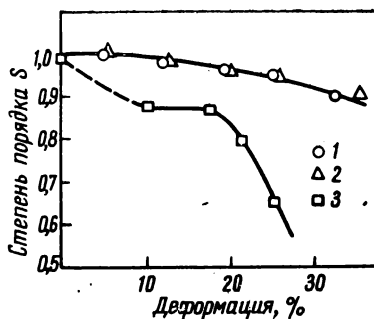


Рис. 52. Разрушение дальнего порядка в Cu_3Au при пластической деформации:

- 1 — растяжение при 298 °К;
- 2 — растяжение при 77 °С;
- 3 — ударное нагружение

разупорядоченного Cu_3Au и 32% для сплава $\text{Au} - 25\%$ Ag. Полагают, что остальная часть запасенной энергии накапливается при образовании субструктуры. По данным Жомо и Саватского [171], удельное электросопротивление неупорядоченного Cu_3Au имеет максимум при малых деформациях. Наличие максимума обусловлено изменением остаточного электросопротивления, так как измерения при 4,2 °К также дают максимум. При больших деформациях первоначально упорядоченный Cu_3Au накапливает большую долю расходуемой на деформацию энергии, чем неупорядоченный сплав. При малых деформациях картина обратная.

Росслер с сотр. [172] исследовали изменение удельного электросопротивления холоднодеформированного упорядоченного и неупорядоченного Cu_3Au в зависимости от продолжительности отжига при температурах 288, 310

и 340 °С. Изучены были также исходные неупорядоченные состояния. Удельное электросопротивление уменьшается при увеличении продолжительности отжига при всех трех температурах аналогичным образом по мере увеличения порядка. Удельное электросопротивление холоднодеформированных образцов приблизительно на 10% выше, чем электросопротивление недеформированных неупорядоченных образцов после самого продолжительного отжига при 310 и 340 °С. Рентгенографические исследова-

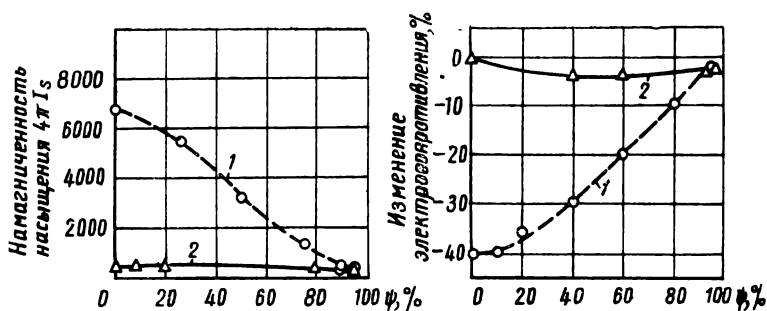


Рис. 53. Влияние холодной деформации на намагниченность насыщения и электросопротивление Ni_3Mn (Даль [120]):
1 — упорядоченное состояние (отпуск при 420 °С), 2 — неупорядоченное состояние (закалка с 900 °С)

ния показали, что в первые часы отжига при 288 °С степень дальнего порядка увеличивается, дальнейший отжиг приводит к росту доменов, степень порядка которых остается без изменения. Изменение удельного сопротивления наводит на мысль, что дефекты, образовавшиеся во время холодной деформации, препятствуют росту доменов.

ВЫВОДЫ

Нашей целью было показать, что механическое поведение сплавов, образующих сверхструктуры, можно объяснить изменениями дислокационных конфигураций в зависимости от степени порядка. В полностью упорядоченных материалах при относительно низких напряжениях деформация осуществляется путем движения сверхдислокаций, которые обычно состоят из пар близкорасположенных единичных дислокаций. Поскольку эти ди-

сложения вынуждены двигаться вместе, чтобы не нарушался порядок расположения атомов в решетке, поперечное скольжение затруднено. Таким образом, дальний порядок приводит к быстрому деформационному упрочнению и во многих случаях к хрупкому разрушению. Однако в связи с тем что поперечное скольжение является термически активируемым процессом, скорость деформационного упрочнения при повышенных температурах понижается и упорядоченные материалы становятся более пластичными. В сплавах, образующих сверхструктуры, можно изменять степень порядка термической обработкой (за исключением сплавов, упорядочивающихся в точке плавления) или отклонением от стехиометрического состава. Увеличением ширины сверхдислокаций, происходящим при частичном упорядочении, можно объяснить появление пика предела текучести в большинстве упорядочивающихся сплавов вблизи критической температуры упорядочения, и минимум прочности, наблюдаемый при низких температурах, в материалах со стехиометрическим составом. Другим видом нарушения идеального дальнего порядка являются границы антифазных доменов, которые способствуют увеличению прочности, особенно на ранних стадиях изотермического упорядочения.

Во время подготовки этого обзора стало очевидным, что некоторые вопросы еще недостаточно изучены. В частности, не были исследованы монокристаллы, имеющие сверхрешетки, структуры которых отличны от $L1_2$, и в очень малой степени изучены материалы со сверхрешетками типа $L2_0$. Не установлено, испускают ли источники единичные дислокации или сверхдислокации. Лишь с помощью тщательных электронномикроскопических исследований можно решить этот вопрос, который имеет большое значение для теории текучести твердых растворов. Исследования ползучести и диффузии в сплавах со сверхрешеткой показали, что при упорядочении сильно возрастает энергия активации. Следовательно, можно предположить, что порядок затрудняет протекание других процессов, контролируемых диффузией, таких как рекристаллизация и рост зерен, но в литературе сведений об этом нет. Оказывается, что наибольший практический интерес представляют именно те свойства упорядоченных сплавов, которые контролируются диффузионными процессами. При низких температурах прочность упорядочен-

ных сплавов обычно ниже, чем других твердых растворов, а при повышенных температурах они обладают высокой прочностью вследствие затруднения переползания дислокаций. Однако для того чтобы использовать эту особенность, необходимы сплавы с высокой критической температурой упорядочения.

Одним из главных препятствий для более широкого практического использования металлических соединений и упорядочивающихся сплавов является их чрезвычайная хрупкость при низких температурах. Сейчас считается, что причина хрупкости — затрудненность поперечного скольжения, или сегрегация атомов внедрения по границам зерен, или то и другое одновременно. Дальнейшие исследования должны быть направлены на изыскание способов снижения хрупкости с помощью легирования или подбором режимов термической обработки, которые давали бы очень мелкое зерно без загрязнения примесями внедрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lipson H. Progress in Metal Physics, v. 2, Pergamon Press, 1950, p. 1.
2. Muto T., Tagagi Y. Solid State Physics, v. 1, Acad. Press, N. Y., 1955, p. 194.
3. Guttman L. Solid State Physics, v. 3, Acad. Press, N. Y., 1956, p. 145.
4. Механические свойства металлических соединений. Перев. с англ., под ред. И. И. Корнилова. Металлургиздат, 1962.
5. Marcinkowski M. J. Electron Microscopy and Strength of Crystals, Wiley, N. Y., 1963, p. 333.
6. Ardley G. W. Acta Met., 1955, v. 3, p. 525.
7. Davies R. G., Stoloff N. Y. Phil. Mag., 1964, v. 9, p. 349.
8. Kear B. H. Acta Met., 1964, v. 12, p. 555.
9. Kuriman V. B. Acta Met., 1965, v. 13, p. 307.
10. Cahn R. W. Symposium on Local Order, Chicago, 1965.
11. Bain E. C., Chem. Met. Eng., 1923, p. 65, v. 28.
12. Johansson C. H., Linde J. O. Ann. Physik, 1925, Bd. 78, S. 439.
13. Курнаков Н. С., Жемчужная С., Заседатель М. И. Журнал Русского физ.-хим. об-ва, 1915, т. 47, с. 871.
14. Marcinkowski M. J., Brown N. J. Appl. Phys., 1961, v. 32, p. 375.
15. Davies R. G., Stoloff N. S. Trans. AIME, 1964, v. 230, p. 390.

16. Welber B. a. o. *Acta Met.*, 1953, v. 1, p. 374.
17. Davies R. G. *Trans. AIME*, 1964, v. 230, p. 903.
18. Sykes C., Jones F. W. *Proc. Roy. Soc.*, 1936, v. A157, p. 213.
19. Ogawa S. a. o. *Acta Cryst.*, 1958, v. 11, p. 872.
20. Fischer R., Marcinkowski M. J. *Phil. Mag.*, 1961, v. 6, p. 1385.
21. Marcinkowski M. J., Brown N. *Acta Met.*, 1961, v. 9, p. 764.
22. Brown N., Cuppschalk S. *Bull. Am. Phys. Soc.*, Ser. II, 1963, v. 8, p. 217.
23. Marcinkowski M. J., Fischer R. M. *J. Appl. Phys.*, 1960, v. 31, p. 1687.
24. Marcinkowski M. J., Brown H. *Proc. European Regional Conf. on Electron Microscopy*, Delft, 1960, p. 400.
25. Glossop A. B., Pashley D. W. *Proc. Roy. Soc.*, 1959, v. A250, p. 132.
26. Pashley D. W., Presland A. E. B. *J. Inst. Met.*, 1958, v. 87, p. 419.
27. Iida S. *J. Phys. Soc. Japan*, 1952, v. 7, p. 373.
28. Iida S. *J. Phys. Soc. Japan*, 1954, v. 9, p. 346.
29. Siegel S. *Phys. Rev.*, 1940, v. 57, p. 537.
30. Flinn P. A. a. o. *J. Phys. Chem. Solids*, 1960, v. 15, p. 189.
31. Lord N. W. *J. Chem. Phys.*, 1953, v. 21, p. 692.
32. Koster W., Ranscher W. *Z. Metallk.*, 1943, Bd. 35, S.
33. Koster W. *Z. Metallk.*, 1940, Bd. 32, S. 145.
34. Good W. A. *Phys. Rev.*, 1941, v. 60, p. 605.
35. Artman R. A. *J. Appl. Phys.*, 1952, v. 23, p. 475.
36. Koster W., Lang W. *Z. Metallk.*, 1958, v. 49, p. 419.
37. Lang W. *Z. Metallk.*, 1958, Bd. 49, S. 424.
38. Yamamoto M., Taniguchi S. *Sci. Rept. Res. Inst. Tohoku Univ.*, 1956, v. 8A, p. 193.
39. Numakura K. *J. Phys. Soc. Japan*, 1961, v. 16, p. 2344.
40. Hren J. A. *Phys. Stat. Sol.*, 1963, v. 3, p. 1603.
41. Davies C. M., Ferebee S. F. *J. Appl. Phys.*, 1959, v. 30, p. 1135.
42. Gebhardt E., Koster W. *Z. Metallk.*, 1940, Bd. 32, S. 253.
43. Koster W. *Z. Metallk.*, 1940, Bd. 32, S. 150.
44. Koster W., Schneider A. *Z. Metallk.*, 1940, Bd. 32, S. 151.
45. Koster W., Lang W. *Z. Metallk.*, 1958, Bd. 49, S. 443.
46. Kochler J. A., Seitz F. *J. Appl. Mech.*, 1947, v. 14, p. A217.
47. Bell W. a. o. *Acta Met.*, 1964, v. 11, p. 1247.
48. Marcinkowski M. J., Miller D. S. *Phil. Mag.*, 1961, v. 6, p. 871.
49. Marcinkowski M. J., Fischer R. M. *J. Appl. Phys.*, 1963, v. 34, p. 2135.
50. Marcinkowski M. J., Chessin H. *Phil. Mag.*, 1964, v. 10, p. 837.
51. Brown N., Herman M. *Trans. AIME*, 1956, v. 206, p. 1353.

52. Flinn P. A. Trans. AIME, 1960, v. 218, p. 145.
53. Stoloff N. S., Davies R. G. Acta Met., 1964, v. 12, p. 473.
54. Marcinkowski M. J. a. o. Acta Met., 1961, v. 9, p. 129.
55. Marcinkowski M. J., Zwell L. Acta Met., 1963, v. 11, p. 373.
56. Rosi F. D. a. o. Trans. AIME, 1953, v. 197, p. 257.
57. Kear B. H., Wilsdorf H. Trans. AIME, 1962, v. 224, p. 382.
58. Swann P. R., Corrosion 1963, v. 19, p. 102t.
59. Kear B. H. Proc. of the Fifth International Congress for Electron Microscopy, v. 1, Acad. Press, N. — Y., 1962, p. 10.
60. Johnston T. L. a. o. Phil. Mag., 1965, v. 12, p. 305.
61. Ardley G. W., Cottrell A. H. Proc. Roy. Soc., 1953, v. 219A, p. 328.
62. Weiss B. J. Inst. Met., 1963, v. 92, p. 25.
63. Stoloff N. S., Davies R. G. Trans. ASM, 1964, v. 57, p. 247.
64. Hauser F. E. a. o. Trans. ASM, 1958, v. 50, p. 856.
65. Coher J. B., Fine M. E. J. Phys. a. Rad., 1962, v. 23, p. 749.
66. Thomas G. J. Aust. Inst. Met., 1963, v. 8, p. 80.
67. Douglass D. L. a. o. Corrosion, 1964, v. 20, p. 15t.
68. Laves F. Naturwiss., 1952, Bd. 39, S. 546.
69. Cahn R. W., Coll J. A. Acta Met., 1961, v. 9, p. 138.
70. Leslie W. C. a. o. High Strength Materials, Wiley, New York, 1965, p. 382.
71. Richman R. H. Deformation Twinning (Gordon a. Breach, New York), 1965, p. 237.
72. Bolling G. F., Richman R. H. Acta Met., 1965, v. 13, p. 709.
73. Butcher B. R., Hatt B. A. J. Nucl. Mater., 1964, v. 11, p. 149, 163.
74. Sachs G., Weerts J. Z. Phys., 1931, Bd. 67, S. 507.
75. Kaya S. a. o. J. Jap. Inst. Metals, 1942, v. 6, p. 188.
76. Kaya S., a. o. Proc. Phys. Math. Soc. Japan., 1943, v. 25, p. 179.
77. Yokayama T. Nippon Kinzoku Gakkai-Shi, 1950, v. B14, p. 1.
78. Kuczynski G. C. a. o. J. Appl. Phys., 1956, v. 27, p. 651.
79. Vidoz A. E. a. o. Acta Met., 1963, v. 11, p. 17.
80. Suzuki T., Yamamoto M. J. Phys. Soc. Japan., 1959, v. 14, p. 463.
81. Chen C. W., Wiener G. W. J. Appl. Phys., 1959, v. 30, p. 199s.
82. Brown N. Phil. Mag., 1959, v. 4, p. 693.
83. Brown N. Acta Met., 1959, v. 7, p. 210.
84. Davies R. G., Stoloff N. S. Acta Met., 1963, v. 11, p. 1187.
85. Lawley A. a. o. Acta Met., 1961, v. 9, p. 287.
86. Fischer J. C. Acta Met., 1954, v. 2, p. 9.
87. Rudman P. S. Acta Met., 1962, v. 10, p. 253.
88. Sumino K. Sci. Rept. Res. Inst. Tohoku Univ., 1958, v. 10A, p. 283.

89. Biggs W. D., Broom T. *Phil. Mag.*, 1954, v. 45, p. 246.
90. Davies R. G., Stoloff N. S. *Acta Met.*, 1963, v. 11, p. 1347.
91. Cottrell A. H., Seminar on relation of properties to microstructure, Amer. Soc. Metals, Cleveland, 1955, p. 151.
92. Logie H. J. *Acta Met.*, 1957, v. 5, p. 106.
93. Hordon M. J. *Trans. AIME*, 1963, v. 227, p. 260.
94. Burns F. B., Quimby S. L. *Phys. Rev.*, 1955, v. 97, p. 1567.
95. Сюткина В. И., Яковлева Е. С. *ФТТ*, 1963, т. 4, с. 2125.
96. Westbrook J. H. *J. Electrochem. Soc.*, 1957, v. 104, p. 369.
97. Wood D. L., Westbrook J. H. *Trans. AIME*, 1962, v. 224, p. 1024.
98. Westbrook J. H. *J. Electrochem. Soc.*, 1956, v. 103, p. 54.
99. Guard R. W., Westbrook J. H. *Trans. AIME*, 1959, v. 215, p. 807.
100. Brown N., Ekvall R. A. *Acta Met.*, 1962, v. 10, p. 1101.
101. Петч Н. Дж. В сб. «Атомный механизм разрушения». Перев. с англ., под ред. М. А. Штремеля. Металлургияиздат, 1963, с. 69.
102. Conrad H., Hayes W. *Trans. ASM*, 1963, v. 56, p. 249.
103. Mordike B. L., Haasen P. *Phil. Mag.*, 1962, v. 7, p. 459.
104. Mukherjee A. K., Dorn J. E. *Trans. AIME*, 1964, v. 230, p. 1065.
105. Lawley A., Gaigher H. L. *Phil. Mag.*, 1964, v. 10, p. 15.
106. Stoloff N. S. a. o. *Trans. AIME*, 1965, v. 233, p. 1500.
107. Davies R. G., Stoloff N. S. *Phil. Mag.*, 1965, v. 12, p. 297.
108. Davies R. G., Stoloff N. S. *Trans. AIME*, 1965, v. 233, p. 174.
109. Terry J. C., Smallman R. E. *Phil. Mag.*, 1963, v. 8, p. 1827.
110. Smallman R. E., Terry J. C. *Trans. AIME*, 1963, v. 227, p. 769.
111. Wood D. L., Westbrook J. H. *Trans. AIME*, 1963, v. 227, p. 771.
112. Marcinkowski M. J., Fischer P. M. *Trans. AIME*, 1965, v. 233, p. 293.
113. Hall E. O. *Proc. Phys. Soc.*, 1951, v. B64, p. 767.
114. Petch N. J. *J. Iron Steel Inst.*, 1953, v. 174, p. 25.
115. Armstrong R. a. o. *Phil. Mag.*, 1962, v. 7, p. 45.
116. Westbrook J. H. *Metallurg. Rev.*, 1965, v. 9, p. 415.
117. Li J. C. M. *Trans. AIME*, 1963, v. 227, p. 239.
118. Von Mises R. *Z. Angew. Math. Mech.*, 1928, Bd. 8, S. 161.
119. Taylor G. J. *Inst. Met.*, 1938, v. 62, p. 307.
120. Dahl O. *Z. Metall.*, 1936, Bd. 28, S. 133.
121. Hirabayashi M., Weissman S. *Acta Met.*, 1962, v. 10, p. 25.
122. Borelius G. *J. Inst. Metals*, 1948, v. 74, p. 17.

123. Kuczyński G. C. a. o. J. Appl. Phys., 1955, v. 26, p. 871.
124. Harker D. Trans. ASM, 1944, v. 32, p. 210.
125. Geisler A. H., Newkirk J. B. Trans. AIME, 1954, v. 200, p. 1076.
126. Newkirk J. B. a. o. Trans. AIME, 1950, v. 188, p. 1249.
127. Mitchell T. E., Thornton P. R. Phil. Mag., 1963, v. 8, p. 1127.
128. Васильев Л. И., Орлов А. Н. Физика металлов и металловедение, 1963, т. 15, № 4, с. 1.
129. Vidoz A. E., Brown M. L. Phil. Mag., 1962, v. 7, p. 1167.
130. Козлов Е. В., Попов Л. Е. Изв. АН СССР, сер. физ., 1964, т. 8, с. 928.
131. Seeger A. a. o. Phil. Mag., 1957, v. 2, p. 323.
132. Jossso E., Wache C. R. Acad. Sci. Paris, 1956, v. 242, p. 1984.
133. Ellis W. C. Rensselaer Polytech. Inst. Bull. Eng. Sci. Ser., 1927, v. 16, p. 1.
134. Chen C. W. Cobalt, 1964, v. 22, p. 1.
135. Justusson W. a. o. Trans. AIME, 1957, v. 49, p. 905.
136. Sachs G. Prakt. Metallk. (Springer, Berlin), 1935, Bd. 3, S. 68.
137. Schmid E., Boas W. Plasticity of Crystals (Hughes, London), 1950. (Есть перевод первого издания) (Шмид Е., Боас В. Пластичность кристаллов, в особенности металлических. ГОИТИ, НКТП, М — Л., 1938).
138. Groves G. W., Kelly A. Phil. Mag., 1963, v. 8, p. 877.
139. Cottrell A. H. Trans. AIME, 1958, v. 212, p. 192.
140. Petch N. J. Phil. Mag., 1958, v. 3, p. 1089.
141. Westbrook J. H., Wood D. L. J. Inst. Metals, 1963, v. 91, p. 174.
142. Seybolt A. U., Westbrook J. H. Acta Met., 1964, v. 12, p. 449.
143. Sainford G. a. o. Mem. Sci. Rev. Met., 1963, v. 60, p. 125.
144. Bakish R., Robertson W. D. Trans. AIME, 1956, v. 206, p. 1277.
145. Bakish R., Robertson W. D. Acta Met., 1956, v. 4, p. 342.
146. Сб. «Механизмы упрочнения твердых тел». Перев. с англ. под ред. М. Л. Бернштейна. Изд-во «Металлургия», 1965.
147. Троманс Д., Наттинг Дж. В сб. «Разрушение твердых тел», перев. с англ. под ред. А. Г. Рахштадта и Е. Д. Щукина. Изд-во «Металлургия», 1967, с. 430.
148. Pickering H. W., Swann P. R., Corrosion, 1963, v. 19, p. 373.
149. Whitaker M. E. Metallurgia, 1948, v. 39, p. 21.
150. McEvily A. J., Bond A. P. J. Electrochem. Soc., 1965, v. 112, p. 131.
151. McEvily A. J., Boettner R. C. Acta Met., 1963, v. 11, p. 725.
152. Partridge P. G. Acta Met., 1965, v. 13, p. 517.
153. Boettner R. C. a. o. Trans. AIME, 1966, v. 236, p. 131.
154. Herman M., Brown N. Trans. AIME, 1956, v. 206, p. 604.

155. Корнилов И. И., Панасюк А. О. Изв. секции физ. хим. анализа АН СССР, 1956, т. 27, с. 164.
156. Lawley A. a. o. Trans. AIME, 1960, v. 218, p. 166.
157. Soler-Gomez A. J. R., Tegart W. J. McG. Acta Met., 1964, v. 12, p. 961.
158. Davies R. G. Trans. AIME 1963, v. 227, p. 277.
159. Davies R. G. Trans. AIME 1963, v. 227, p. 665.
160. Davies R. G. Trans. AIME, 1963, v. 227, p. 22.
161. Корнилов И. И., Шиняев А. Я., Пылаева Е. Н. Изв. АН СССР, Горное дело и металлургия, 1963, № 4, с. 99.
162. Howard E. M. a. o. Trans. AIME, 1963, v. 227, p. 1061.
163. Hazlett T. H., Hansen R. D. Trans. ASM, 1955, v. 47, p. 508.
164. Schmatz D. J., Zaskay V. F. Trans. ASM, 1959, v. 51, p. 229.
165. Сурова Э. А., Быстров Л. Н., Иванов Л. И. Изв. АН СССР, Горное дело и металлургия, 1963, № 4, с. 99.
166. Кирег А. В. a. o. Phys. Rev., 1956, v. 104, p. 1536.
167. Мирский Л. М. Изв. АН СССР, отд. техн. наук, 1956, т. 11, с. 40.
168. Weertman J. Trans. AIME, 1956, v. 206, p. 1409.
169. Dehlinger U., Graf L. Z. Phys., 1930, Bd. 64, S. 359.
170. Cohen J. B., Bever M. B. Trans. AIME, 1960, v. 218, p. 155.
171. Jaumot F. E., Sawatsky A. Acta Met., 1956, v. 4, p. 127.
172. Roessler B. a. o. Trans. AIME, 1963, v. 227, p. 985.
173. Hren J. A., Sherby O. D. Appl. Mater. Res., 1965, v. 4, p. 41.
174. Mukherjee A. K., Dorn J. E. J. Inst. Met., 1965, v. 93, p. 397.
175. Mowack L. Z. Metallk., 1930, Bd. 22, S. 94.
176. Васильев Л. И. В сб. «Прочность и надежность металлов и сплавов». ЛДНТП, 1964, с. 3.
177. Васильев Л. И., Орлов А. Н. В сб. «Упорядочение атомов и его влияние на свойства сплавов». Изд-во «Наукова Думка», 1967, с. 17.

Цена 39 коп.

