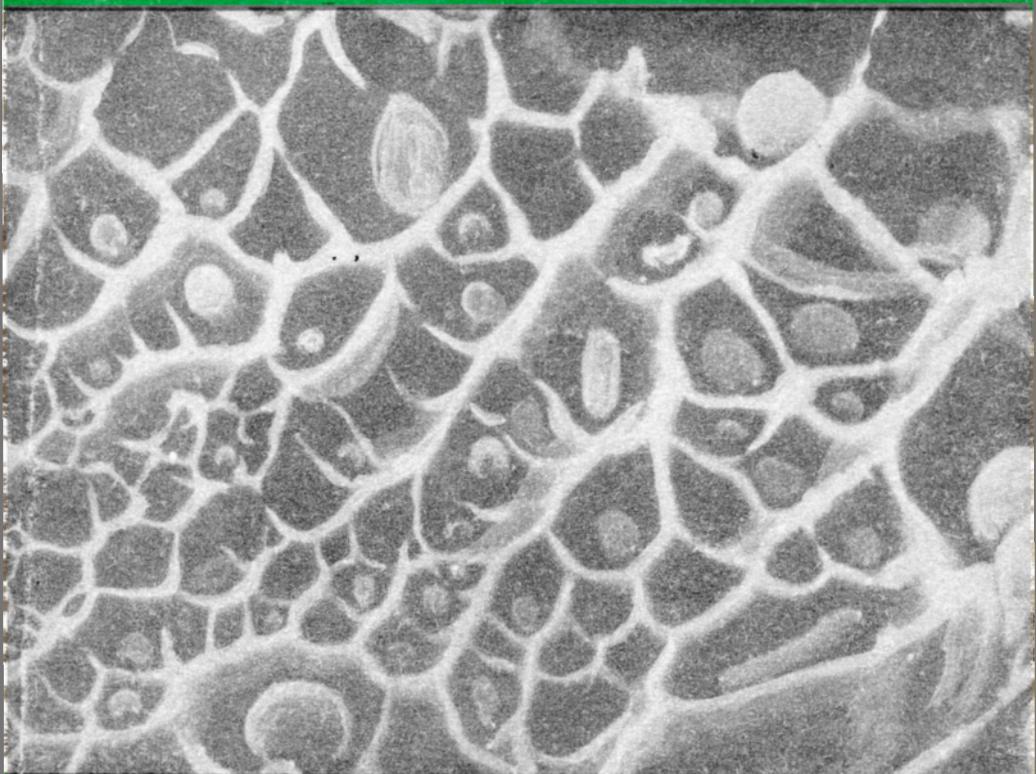


ДЖ.У. МАРТИН

**МИКРОМЕХАНИЗМЫ
ДИСПЕРСИОННОГО
ТВЕРДЕНИЯ СПЛАВОВ**



Издательство «Металлургия»

J. W. MARTIN

*Lecturer in Metallurgy and Science of Materials, and Fellow of
St. Catherine's College, Oxford*

Micromechanisms in particle-hardened alloys

CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS

CAMBRIDGE

LONDON NEW YORK NEW ROCHELLE

MELBOURNE SYDNEY

ДЖ.У. МАРТИН

**МИКРОМЕХАНИЗМЫ
ДИСПЕРСИОННОГО
ТВЕРДЕНИЯ СПЛАВОВ**

Перевод с английского
канд. техн. наук М.Ю.Матвеева

Под редакцией
канд. физ.-мат. наук М.С.Василевского



МОСКВА "МЕТАЛЛУРГИЯ" 1983

УДК 669.018.298

Микромеханизмы дисперсионного твердения сплавов. Дж. М а р т и н: Пер. с англ. — М.: Металлургия, 1983. 167 с. с ил.

Рассмотрены теоретические основы микромеханизмов дисперсионно твердеющих сплавов и даны практические рекомендации для их расчетов, разработки и исследования.

Оценены преимущества этих сплавов как конструкционных материалов при их использовании в условиях низких и высоких температур.

Для научных и инженерно-технических работников, занятых разработкой и исследованием дисперсионно твердеющих сплавов, а также специалистов в области физики твердого тела. Ил. 136. Табл. 3. Библиогр. список.

М $\frac{2605000000-211}{040(01)-83}$ 73-83

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Предлагаемая книга Дж. Мартина "Микромеханизмы дисперсионного твердения сплавов" представляет краткое изложение современных теорий сложного физико-химического процесса — распада пересыщенных твердых растворов, а также закономерностей поведения состаренных сплавов при деформации.

В работе рассмотрены сплавы алюминия, меди, никеля и др., используемые в технологии жаропрочных материалов.

В отличие от широко известной монографии "Жаропрочные сплавы" под редакцией Ч. Симса и В. Хагеля предлагаемая книга не столь энциклопедична; она предназначена как металлофизикам, так и металловедам, но освещает в основном вопросы металлофизики.

В ней не содержится каких-либо рекомендаций по металлургии жаропрочных сплавов. Одним из основных преимуществ книги является единый подход к комплексу проблем дисперсионного твердения. Кроме того, в нашей литературе уже более пяти лет не появлялось обзорных работ, посвященных затрагиваемым вопросам, а вышедшие в последние годы монографии и обзоры (Ю.Д. Тяпкина и А.В. Гавриловой, М.И. Захаровой, К.В. Чуистова, Ч. Симса и В. Хагеля, Келли и Николса), а также отдельные главы в учебной литературе (Я.С. Уманского и Ю.А. Скакова и др.) носят либо прикладной характер, либо описательный, или в них разбирается сравнительно узкий круг вопросов.

Безусловной удачей автора следует считать то, что различные процессы, протекающие в ходе выделения вторичных фаз, деформации, разрушения и т.д., непосредственно увязаны со структурой дисперсионно твердеющих сплавов. Особое внимание уделено взаимодействию упрочняющих фаз с дислокационной субструктурой сплавов.

Описывая всевозможные микромеханизмы в дисперсионно твердеющих сплавах, Дж. Мартин, как правило, не дает каких-либо готовых рецептов улучшения эксплуатационных характеристик материала, но приводимые им теоретические и экспериментальные расчеты позволяют исследователю и разработчику выбрать способ воздействия на сплав. В этом смысле особенно интересны разделы, касающиеся механических свойств, в том числе усталостного разрушения и высокотемпературного поведения сплавов.

Компактность книги делает ее удобной для исследователей и научно-технических работников, а также преподавателей, аспирантов и студентов старших курсов, специализирующихся в области металлофизики и металловедения жаропрочных сплавов.

Однако эта же компактность явилась, очевидно, причиной одного из недостатков работы — в книге мало ссылок на работы советских ученых. Некоторые разделы перегружены слишком подробным описанием расчетов, а в разных частях книги автор использует одни и те же символы для обозначения различных параметров, что затрудняет чтение материала.

М. Василевский

Предисловие

Прочность многих применяемых в технике металлических материалов обусловлена наличием в их микроструктуре мелкодисперсных выделений вторичных фаз. Теоретические модели механизмов упрочнения в системах такого типа были предложены более тридцати лет тому назад. Однако только сравнительно недавно были предприняты попытки интерпретировать в рамках этих теорий поведение реальных материалов, а не модельных систем. Настоящая публикация представляет собой критический анализ этих работ.

В книге рассмотрены связь микроструктуры дисперсионно твердеющих сплавов с их деформацией и разрушением, а также проведено сравнение ряда экспериментальных результатов, полученных на промышленных и модельных материалах с предсказанными на основе теоретических моделей механизмов упрочнения. Такой подход подчеркивает значимость теоретических методов при создании новых дисперсионно твердеющих сплавов. Книга предназначена для широкого круга специалистов, работающих в области разработки указанных материалов. В ней освещены новейшие теоретические положения, а уровень изложения делает ее доступной студентам старших курсов металлургических специальностей.

Первая глава посвящена формированию микроструктуры дисперсионно твердеющих сплавов и управлению распределением выделений. Читателя также знакомят с количественной металлографией микроструктур, содержащих дисперсную вторую фазу. Во второй главе книги рассмотрены пластическое течение и деформационное упрочнение этих сплавов в отсутствие возврата. Следует отметить, что именно для напряжения пластического течения получено наилучшее совпадение теоретических и экспериментальных результатов. Глава третья содержит описание микромеханизмов разрушения двухфазных материалов, в том числе поведения при вязком и хрупком разрушении. Книгу заключает глава четвертая, в которой дан анализ микромеханизмов при повышенных температурах. Здесь рассмотрены не только механизмы рекристаллизации, но также механизмы течения, упрочнения и крипа. В книге приведена достаточно полная библиография и наиболее подготовленный читатель сможет провести глубокую проработку рекомендуемой литературы.

Автору приятно выразить признательность коллегам из Оксфорда и всем, кто оказал помощь и внес большой вклад в формулирование идей, изложенных на страницах настоящей книги, а также большому числу выпускников и студентов последних курсов, с которыми он работал, готовя рукопись к изданию.

Оксфорд, март 1979 г.

Дж. У. Мартин

1. ДИСПЕРСНЫЕ ФАЗЫ В МЕТАЛЛАХ

В большинстве теоретических работ, посвященных механизмам упрочнения дисперсионно твердеющих сплавов, обычно рассматривают взаимодействие скользящих дислокаций с мелкодисперсными выделениями вторичных фаз размерами ~ 10 нм. Однако в реальных сплавах такого типа существуют и более крупные частицы, которые могут оказывать существенное влияние на деформирование и, в частности, на особенности разрушения сплавов. Дисперсные фазы обычно подразделяют на три типа.

Упрочняющие выделения

Размеры выделений вторичных фаз могут колебаться от 1 до 100 нм. Условия образования дисперсных выделений и их влияние на пластичность и характер деформационного упрочнения сплавов рассмотрены в гл. I и II. В сталях и дисперсионно твердеющих сплавах цветных металлов такие частицы образуются при распаде пересыщенных твердых растворов. Этот метод широко применяют для получения промышленных сплавов с дисперсной фазой. Реже используют диффузионные методы, такие как азотирование стали или внутреннее окисление (например, медных сплавов), а также методы порошковой металлургии.

Внутреннее окисление часто применяют в экспериментальных исследованиях для изготовления монокристаллов, содержащих мелкодисперсные частицы оксидов, которые служат моделью изучаемых систем. Сплавы, пригодные для подобной обработки, представляют собой разбавленный твердый раствор простого и более благородного металла. При нагреве сплава в окислительной атмосфере кислород диффундирует в сплав, образуя дисперсные оксиды простого металла в матрице более благородного. Типичным примером такого сплава может служить сплав на основе меди, содержащий $\sim 0,1$ % (по массе) Si, Al или Be, которые образуют дисперсные оксиды SiO_2 , Al_2O_3 и BeO. Эти фазы обладают более высокой термодинамической стабильностью по сравнению с фазами, полученными выделением из пересыщенных твердых растворов. Кроме того, они более дисперсны, чем фазы, получаемые методами порошковой металлургии (путем механического перемешивания порошков металлов и оксидов при производстве композитов).

Механическое перемешивание порошков металла и оксида с последующим прессованием и спеканием не позволяет, как правило, получать структуры с равномерным распределением частиц оксида, находящихся на небольшом расстоянии одна от другой. Если даже частицы оксида и распределены равномерно (чего добиться перемешиванием практически невозможно), то и тогда минимальное расстояние между ними не может быть меньше размера частиц металлического порошка. Свойства материала тем выше, чем меньше расстояние между частицами. Это значительно ограничивает применение методов порошковой металлургии при изготовлении дисперсно-упрочненных металлических жаростойких композиций.

Одним из широко известных успешно применяемых порошковых материалов является спеченный алюминиевый порошок (САП). Сырьем для горячего прессования служит алюминиевый порошок, состоящий из чешуек толщиной от 0,01 до 0,1 мкм, который содержит до 15 % (по массе) оксида алюминия, образующегося при его изготовлении. Спеченное изделие представляет алюминий с распределенным в нем тонкодисперсным оксидом алюминия, который обладает чрезвычайно высокой прочностью и теплостойкостью. Такие повышенные эксплуатационные свойства САП обусловлены очень малой толщиной алюминиевых чешуек, вследствие чего частицы оксида располагаются на небольшом расстоянии одна от другой. При изготовлении материалов из никелевых сплавов, содержащих дисперсные оксиды, например ThO_2 (ТД-никель и ТД-нихром), успешно применяли метод выделения дисперсных частиц в виде коллоидной эмульсии гидридов кислородсодержащего соединения металлической матрицы. Вслед за этим осуществляли восстановление, прессование, спекание и уплотнение материала, что обеспечивало получение структур с хорошим распределением мелких частиц оксидов.

Крупные частицы

К крупным относятся частицы размером > 1 мкм. Обычно различают крупные частицы в сталях и в сплавах цветных металлов.

Включения в сталях. Давно известно, что неметаллические включения ухудшают свойства стали. Поэтому происхождению и строению неметаллических включений были посвящены исследования на протяжении многих лет. По этой же причине предпринимают всевозможные меры для изготовления чистых сталей. Имеются три основных источника образования неметаллических включений: раскисление и сегрегация его продуктов, наличие серы и фосфора и сегрегация их соединений, а также содержание инородных частиц, в том числе шлака и огнеупорных материалов в жидкой стали.

Значительное внимание уделяют изучению деформируемости различных неметаллических включений при горячей обработке давлением. Известно, что силикатные включения так же, как и оксиды с высокой температурой плавления, начинают деформироваться при температурах $> 1000^\circ\text{C}$, но при более низких температурах они либо слабо деформируются, либо дробятся и измельчаются. Другим видом включений является сульфид марганца, который всегда присутствует в стали.

По мере снижения температуры прокатки разница между деформируемостью MnS и деформируемостью стали возрастает. В поковках встречаются значительно вытянутые строчечные включения MnS , наличие которых наряду с силикатными включениями обычно считают основной причиной снижения пластичности стали.

Сплавы цветных металлов. При застывании отливок из сплавов цветных металлов образуются крупные нерастворимые частицы и, несмотря на то, что при помощи горячей деформации их удастся раздробить и распределить более равномерно, они по-прежнему остаются потенциальными источниками ослабления материала. Промышленные алюминиевые сплавы

содержат от 1 до 5% (объемн.) крупных включений, богатых железом или кремнием; в них могут входить медьсодержащие частицы, образующиеся во время затвердевания сплава под влиянием микросегрегации. Как известно, железо является основной примесью бокситов, поэтому его присутствие в алюминиевых сплавах закономерно.

Средние дисперсные частицы

Размер средних дисперсных частиц составляет от 0,1 до 1 мкм. Несмотря на то, что такие частицы встречаются во многих сплавах, для примера остановимся на алюминиевых. В большинство таких промышленных сплавов добавляют хром, цирконий или марганец. При разливке эти элементы обычно остаются в растворенном состоянии, но при получении готовых изделий материал, как правило, подвергают гомогенизирующему отжигу при относительно высокой температуре. Такая термообработка приводит к образованию выделений интерметаллических соединений, содержащих хром, цирконий или марганец, размеры и количество которых зависят от температуры и продолжительности отжига. На рис. 1 показаны выделения дисперсных частиц из сплава Al—Mg—Si. Фаза Mg_2Si располагается в виде некогерентных частиц по границам зерен и как мелкая когерентная упрочняющая фаза внутри них. Особый интерес представляет свободная от выделений узкая зона, примыкающая к границе зерна. Марганец присутствует в виде дисперсных частиц $\alpha-Al_1_2Mn_3Si$ размером $< 0,1$ мкм [ripse]. Эти частицы заметно тормозят рекристаллизацию и рост зерна. Кроме того, в некоторых полностью состаренных сплавах они уменьшают склонность к межкристаллитной коррозии. Влияние таких дисперсных частиц на процессы деформирования и разрушения стареющих сплавов будет рассмотрено ниже.

Таким образом, промышленные сплавы содержат несколько разновидностей различных по размерам выделений, которые оказывают влияние на процессы их деформирования и разрушения. Рассмотрим кинетику об-

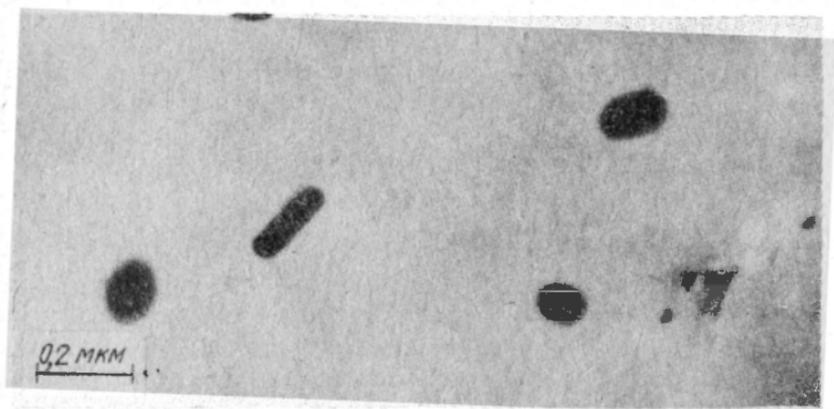


Рис. 1. Электронная микрофотография структуры состаренного до максимальной твердости сплава на основе марганца, содержащего, % (по массе): 0,6 Al, 1 Mg и 0,6 Si

разования зародышей и условия роста выделений в твердых телах, а также характер распределения таких выделений в микроструктуре и способы управления этим распределением.

2. ВЫДЕЛЕНИЕ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Процесс распада фазы на одну или несколько других фаз состоит из трех стадий: образования зародышей новой фазы, роста образовавшихся зародышей и коагуляции выделений вторичной фазы без изменения их объемной доли.

В свою очередь образование зародышей новой фазы может проходить по-разному. Если малые флуктуации концентрации возникают случайно, то процесс может идти путем спинодального распада. Если все же малые флуктуации постепенно затухают, то возникает так называемый энергетический барьер для зарождения центров кристаллизации и в этом случае необходимо в первую очередь оценить энергетические затраты на преодоление такого барьера, а затем рассмотреть кинетические факторы, от которых зависит скорость, необходимая для успешного преодоления данного барьера и появления зародышей новой фазы.

Образование зародышей новой фазы в пересыщенном твердом растворе

Энергетические соотношения. Рассмотрим случай гомогенного образования зародышей второй фазы, т.е. когда условия для образования зародышей одинаковы по всему объему твердого раствора. Основные положения теории образования зародышей второй фазы были впервые изложены Гиббсом в 1878 г. (имеется в виду работа, необходимая для образования поверхности новой фазы).

Предположим, что в метастабильной α -фазе имеется β -область, состоящая из n атомов. Если σ — удельная поверхностная энергия на границе раздела β - и α -фаз, а Δg_c удельная химическая свободная энергия β -фазы, то условие равновесия между поверхностной энергией $a \sigma n^{2/3}$ и химической, выделяемой при фазовом превращении $\Delta g_c n V$, можно записать как $\Delta G = a \sigma n^{2/3} + \Delta g_c n V$, где V — атомный объем; a — коэффициент, зависящий от формы β -области, которая в простейшем случае имеет вид сферы.

Фазовое превращение в твердом состоянии обычно связано с изменением удельного объема, поэтому появление зародышей новой фазы сопровождается искажением кристаллической решетки. Следовательно, в уравнение энергетического баланса необходимо включить энергию упругой деформации g_e :

$$\Delta G = a \sigma n^{2/3} + (\Delta g_c + g_e) n V. \quad (1)$$

Зависимость ΔG от n будет поэтому такой, как показано на рис. 2, а условие роста зародыша сведется к тому, чтобы число подстраивающихся к зародышу атомов превышало n^* , которое находят из условия $d\Delta G/dn = 0$, т.е.

$$n^* = \left(\frac{2 a \sigma}{-3 V (\Delta g_c + g_e)} \right)^3. \quad (2)$$

Критическое значение свободной энергии или энергии активации записывается как

$$\Delta G^* = 1/3 \sigma n^{*2/3} \quad (3)$$

Для зародышей сферической формы с радиусом r площадь поверхности равна $4 \pi r^2 = a n^{2/3}$. Так как $n = 4 \pi r^3 / 3 V$, то, подставляя это выражение в уравнения (2) и (3), получим:

$$r^* = 2 \sigma / -(\Delta g_c + g_e) \quad (4)$$

и

$$\Delta G^* = 16 \pi \sigma^3 / 3 (\Delta g_c + g_e)^2 \quad (5)$$

При температуре ниже равновесной Δg_c становится отрицательной величиной и с ростом переохлаждения ΔT ее абсолютная величина почти линейно увеличивается. Считают, что значение σ и g_e не зависят от температуры.

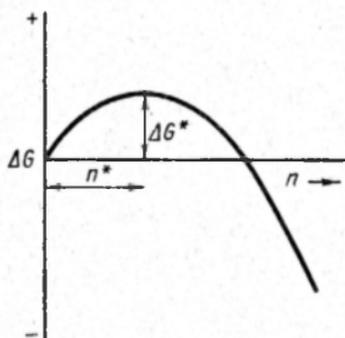


Рис. 2. Свободная энергия зародыша вторичной фазы ΔG в зависимости от числа образующих его атомов n

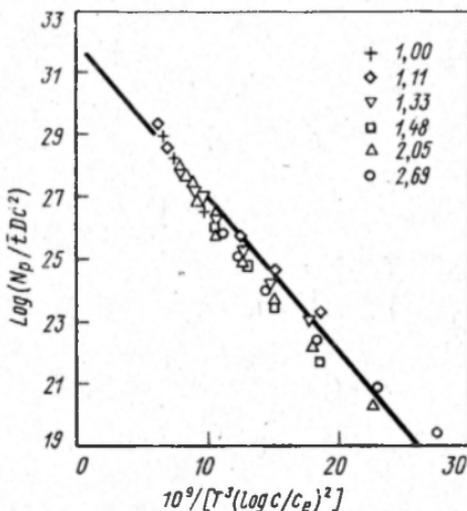


Рис. 3. Изменение энергии активации образования когерентных зародышей кобальта в его растворе в меди [Servi, Turnbull]

Таким образом, в выражениях (4) и (5) с изменением температуры меняется лишь Δg_c , поэтому можно записать:

$$r^* \sim 1/\Delta T, \Delta G^* \sim 1/\Delta T^2 \quad (6)$$

Основы кинетической теории. Скорость образования стабильных зародышей новой фазы N_p представляет число стабильных зародышей этой фазы, образующихся в единицу времени в единичном объеме нераспавшейся фазы. Теория предполагает, что флуктуации атомов, являющиеся причиной зародышеобразования, находятся в статистическом равновесии. Тогда, если число атомов, участвующих в этих флуктуациях, n гораздо меньше общего числа атомов n_0 данной фазы, то из уравнения (1) следует, что $n = n_0 \exp(-\Delta G/kT)$, где k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура.

Зародыш, состоящий из большего, чем n^* (см. рис. 2), числа атомов, становится устойчивым и его дальнейший рост сопровождается снижением свободной энергии. Отсюда следует, что скорость образования устойчивых зародышей пропорциональна $\exp(-\Delta G^*/kT)$. Скорость роста отдельного зародыша будет зависеть также от частоты, с которой атомы, примыкающие к зародышу, могут присоединяться к нему, и, таким образом, пропорциональна коэффициенту объемной диффузии D . Поэтому выражение для определения скорости образования зародышей можно в упрощенном виде записать как

$$N_V = KD \exp \frac{-A\sigma^3 / (\Delta g_c + g_e)^2}{kT}, \quad (7)$$

где A — геометрическая константа; K — константа.

Эта зависимость объясняет минимумы, наблюдаемые на кривых температура — время превращения. Под влиянием энергии активации диффузия (1—4 эВ/атом), величина D , а следовательно, и скорость образования зародышей при низких температурах становятся очень малыми. При температурах, близких к равновесным, $\Delta\sigma^* \rightarrow \infty$ (так как $\Delta g_c \rightarrow 0$) и N_V снижается.

Выделение кобальта г.д.к. из меднокобальтового сплава с такой же решеткой является одним из немногих случаев, когда распад фазы проходит в условиях гомогенного образования зародышей. Было проведено исследование данной системы [Servi, Turnbull], в процессе которого обнаружили, что для заданной скорости образования зародышей экспериментальное значение температуры (при фиксированном составе и наоборот) очень точно совпадает с теоретическим. В уравнении (7) g_e является отрицательной величиной, а $\Delta g_c = k T \ln C/c_e$ (C — содержание кобальта в данном пересыщенном сплаве, а c_e — равновесная растворимость кобальта при температуре выделения вторичной фазы).

Полученные данные были изображены в виде кривой активации (рис. 3). Эффективное время образования зародыша обозначено через \bar{t} , поэтому число зародышей N_p , деленное на \bar{t} , является скоростью образования зародышей. Формулу для расчета графика, показанного на рис. 3, получают преобразованием (7) и подстановкой выражения Δg_c . Если на σ не влияет температура, то зависимость должна быть линейной, поэтому полученные данные аппроксимируют линейной функцией и сравнивают наклон прямой с предсказанным теоретически. Наклон прямой на рис. 3 соответствует значению σ , равному $0,23 \text{ Дж/м}^2$, что хорошо согласуется с расчетным значением ($0,20 \text{ Дж/м}^2$). Однако точка пересечения прямой с вертикальной осью оказывается намного ниже ожидаемой на основании расчета (32 вместо 36), что может быть связано с ошибками эксперимента и/или возникновением нелинейности под влиянием поверхностной энтропии, которую здесь не учитывали.

Поведение системы Cu—Co нельзя считать характерным для большинства промышленных стареющих сплавов. Вместо гомогенного образования зародышей равновесной фазы обычно наблюдают появление метастабильных фаз и, более того, зародыши очень часто образуются в местах, где

имеются дефекты кристаллической решетки матрицы, т.е. на практике чаще имеет место гетерогенное образование зародышей.

Гетерогенное образование зародышей

В пересыщенных твердых растворах можно наблюдать следующие виды дефектов кристаллической решетки: нульмерное — вакансии и атомы внедрения; одномерные — дислокации; двумерные — границы зерен и двойников, дефекты упаковки, границы антифазных доменов и, возможно, межфазные границы.

Скорость гетерогенного образования зародышей также пропорциональна $\exp(-\Delta G^*/kT)$. Однако в этом случае величина ΔG^* меньше, чем при

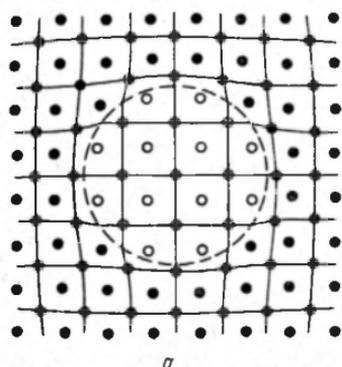
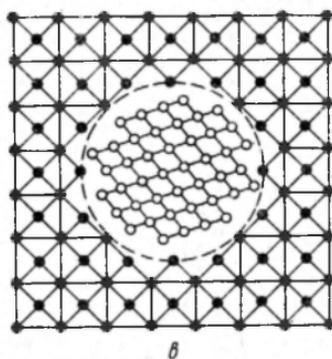
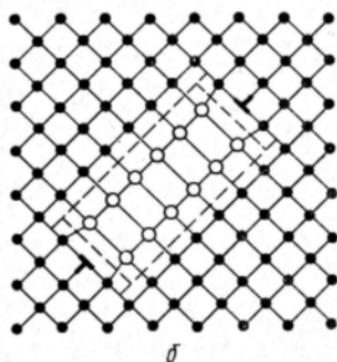


Рис. 4. Схема образования зародышей: а — когерентное, сопровождающееся упругим искажением матрицы; б — полукogerентное с дислокациями на межфазной границе; в — некогерентное



гомогенном образовании зародышей, вследствие более низких значений величин σ и g_e (1) или одной из них, что вызвано взаимодействием дефектов и зародышей критического размера.

Необходимо также учитывать кристаллическую структуру матрицы и выделений, потому что различия в структурах означают и различие в энергии поверхности раздела. Имеются три основных вида образования зародышей.

Когерентное образование. Если кристаллическая структура и параметры решетки матрицы и зародыша сходны, то выделение второй фазы проходит, как показано на рис. 4, а. Примером когерентного образования зародышей может служить выделение из никеля фазы Ni_3Al , когда крис-

таллографическая ориентация дисперсных частиц совпадает с кристаллографической ориентацией матрицы.

Полукогерентное образование. Полукогерентное образование зародышей происходит, когда α - и β -фазы взаимосвязаны таким образом, что поверхность раздела может быть построена при наличии определенных дефектов, например дислокаций (рис. 4, б). Хорошо известным примером полукогерентного образования зародышей служит выделение θ -фазы в сплавах Al—Cu.

Некогерентное образование. Некогерентное образование зародышей осуществляется в том случае, когда α - и β -фазы настолько различаются, что поверхность раздела имеет структуру, подобную большеугловой границе зерна (рис. 4, в). Примером может служить θ -фаза в сплавах Al—Cu.

Если когерентное и полукогерентное образование зародышей возможно только при некоторых определенных вариантах взаимного расположения участков α - и β -фазы, то некогерентное образование зародышей может происходить при любой произвольной ориентации фаз.

Гетерогенное образование зародышей на точечных дефектах. Закалочные вакансии могут оказывать влияние на скорость образования зародышей двояко. Во-первых, они могут увеличивать скорость диффузии растворенных атомов и, следовательно, повышать скорость роста зародышей, во-вторых, становиться составной частью зародыша и, таким образом, снижать энергетический барьер для образования зародыша критического размера. Выделению вторичных фаз, некогерентных с матричным сплавом, способствует поглощению некоторого числа вакансий, так как это уменьшает изменение объема и, таким образом, снижает величину g_e (см. рис. 1). Для образования зародышей, не вызывающих искажения кристаллической решетки ($g_e = 0$), число вакансий, приходящихся на атом зародыша p_0 , должно составить: $p_0 = V^\beta - V^\alpha / V^\alpha$, где V^β — атомный объем выделения; V^α — атомный объем матричного сплава.

Таким образом, с учетом наличия вакансий выражение для энергии упругой деформации будет выглядеть следующим образом: $g'_e = g_e (1 - p/p_0)$. Тогда изменение свободной энергии, соответствующее образованию зародышей критического размера по формуле (5), запишется как $G^* = 16 \pi \sigma^3 / 3 [\Delta g_c + |\Delta g_v + g_e (1 - p/p_0)|]^2$, где Δg_v — изменение свободной энергии, связанное с присутствием вакансий.

Имеются убедительные экспериментальные доказательства того, что избыточная концентрация вакансий влияет на процессы выделения из твердого раствора. Например, доказано [Shepherd], что у облученных образцов нержавеющей стали увеличивается дисперсность карбидных выделений.

Избыточные точечные дефекты могут, конечно, образовывать небольшие дислокационные петли или дефекты упаковки в форме тетраэдра (в зависимости от материала), следовательно, нельзя исключать возможность того, что в облученных образцах места образования зародышей придутся на скопления вакансий подобного типа.

Гетерогенное образование зародышей на дислокациях. Первая теоре-

гическая модель образования зародышей на дислокациях была предложена в 1957 г. [Sahn], где рассмотрен цилиндрический зародыш в предположении, что возмущения, вносимые им в баланс упругой энергии дислокации, таковы, что величина g_e (1) становится меньше, а N_V увеличивается (7). Предложенное конечное выражение представляет собой безразмерный параметр $\alpha = \Delta g_c G b^2 / (2 \pi^2 \sigma^2)$, где G – модуль сдвига, b – вектор Бюргера.

Отсюда следует, что способность дислокаций снижать ΔG^* возрастает с увеличением α . Поэтому согласно модели, чем больше вектор Бюргера дислокации, тем заметней ее влияние. Экспериментальные исследования показали, что предлагаемый механизм на практике встречаются редко. Бо-

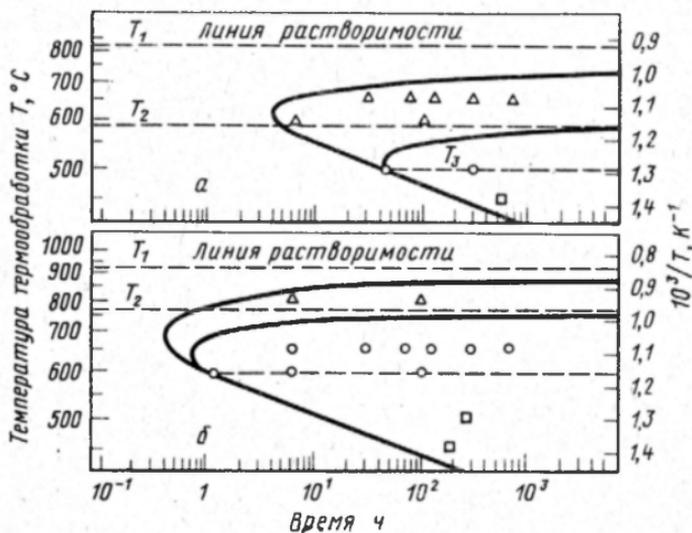


Рис. 5. Диаграммы зарождения выделений в сплавах Ni – 6,36 % Al, $\epsilon = 0,4$ % (а) и Ni – 6,32 % Al, $\epsilon = 0,34$ % (б); T_1 – равновесная температура; T_2 – температура, выше которой зародыши образуются только на дислокациях; T_3 – температура, ниже которой зародыши образуются одновременно и на дислокациях, и в матричном сплаве

лее достоверный результат получают при рассмотрении частиц с полем деформаций, обладающим сферической симметрией, как, например, у кобальта в сплавах Cu – Co.

Систематически изучали [Hornbogen, Roth] влияние Δg_e на образование зародышей в матрице и на дислокациях, сравнивая кинетику выделений в сплавах с примерно одинаковой степенью пересыщения твердого раствора (т.е. $\Delta g_c = \text{const}$), но с разной степенью напряжения ϵ , возникающего около выделений вследствие несоответствия решеток. Было найдено, что чем больше ϵ , тем больше промежуток времени между началом выделения вторичной фазы на дислокациях и в матрице (рис. 5).

Следует ожидать, что наибольшее снижение энергии упругой деформации и, следовательно, энергии активации образования зародышей будет соответствовать случаю, когда зародыши появляются в результате диссоциа-

ции одной дислокации на две частичные дислокации. Процесс образования зародыша становится при этом как бы двумерным (дефект упаковки в отличие от случая одномерной дислокации (более подробно этот вопрос будет рассмотрен ниже).

Если процесс выделения вторичной фазы на дислокациях является автокаталитическим, то это может привести к получению вторичной фазы высокой плотности. Например, когда в некоторых аустенитных нержавеющих сталях выпадают карбиды типа $M_{23}C_6$, то эти частицы образуют строчечные включения, вытянутые вдоль кристаллографических направлений $\langle 110 \rangle$ матричного сплава. Изучение ранних стадий процесса старения показало, что на имеющихся дислокациях образуются выделения, которые затем растут частично когерентно с матрицей. Деформации, возникающие во время роста частиц под влиянием разности атомных объемов двух решеток, вызывают "выбивание" призматических петель дислокации в матрицу (рис. 6). Эти петли с осями скольжения, совпадающими с направ-



Рис. 6. Электронная микрофотография выделений железохромистых карбидов (типа $M_{23}C_6$) в аустенитной нержавеющей стали, состаренной при температуре 750°C в течение 5,5 ч. Растущие частицы выбивают в матрицу призматические дислокационные петли [Lewis, Hattersley]

лением $\langle 110 \rangle$, служат затем местом выделения новых карбидов, что приводит к образованию строчечных включений, наблюдаемых после длительных выдержек при температурах старения.

Повышение плотности дислокаций в пересыщенном твердом растворе может еще больше увеличить плотность выделений. Это происходит, например, в случае мартенситно-старяющихся сталей, где под влиянием напряжений, сопровождающих фазовое превращение при охлаждении, образуется мартенсит с высокой плотностью дислокаций. Аналогичные явления сопровождают механическую обработку, такую как ацеформинг, или иную термомеханическую обработку.

Гетерогенное образование зародышей на двумерных дефектах кристаллической решетки. Границы зерен представляют собой место, где наблюдаются увеличение скорости образования зародышей N_V , так как если зародыши образуются на границе, то площадь ее поверхности сокращается, а освободившаяся энергия расходуется на уменьшение величины σ в выражении (7). Энергия межфазной границы складывается из двух составляющих: энергии, определяемой структурой поверхности раздела, и химической энергии, зависящей от разницы в химическом составе и от упорядочения твердых растворов граничащих фаз.

Это означает, что даже при одинаковой структуре межзеренной ($\alpha\alpha$) и межфазной границ ($\alpha\beta$) величины химической энергии этих границ

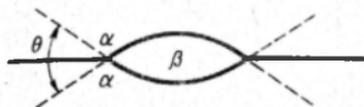
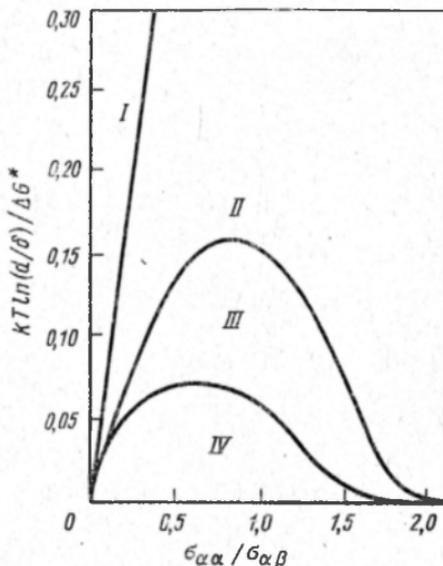


Рис. 7. Образование зародыша β -фазы на изотропной границе зерен α -фазы

Рис. 8. Условия, обеспечивающие максимальную объемную скорость образования зародышей при разных дефектах (причем $\sigma_{\alpha\alpha}/\sigma_{\alpha\beta} = 0$ соответствует отсутствию каталитического эффекта, контактный угол равен π):

I – гомогенный твердый раствор; *II* – граница; *III* – ребро; *IV* – вершина



$\sigma_{\alpha\alpha}$ и $\sigma_{\alpha\beta}$ могут быть неодинаковыми. На рис. 7 изображено образование зародыша β -фазы на границе зерна α -фазы, который в условиях изотропии поверхностной энергии принимает форму двояковыпуклой линзы. Коэффициент удельной поверхностной энергии $\sigma_{\alpha\alpha}/2\sigma_{\alpha\beta} = \cos(1/2\theta)$.

Отношение критической энергии образования зародыша на границе ΔG_B^* к критической энергии гомогенного образования зародыша сферической формы ΔG_H^* составляет:

$$\Delta G_B^* / \Delta G_H^* = \frac{1}{2} (2 - 3 \cos \theta + \cos^3 \theta). \quad (8)$$

В связи с тем, что по границе зерен мест, пригодных для образования зародышей меньше, чем мест для гомогенного образования по его объему, то для зерна размером d (δ – толщина границы зерна) зависимость скорости образования зародышей по границе зерен от скорости гомогенного образования зародышей внутри зерна носит следующий характер:

$$\delta/d \exp(\Delta G_H^* - \Delta G_B^*). \quad (9)$$

Отношение δ/d обычно имеет порядок 10^{-6} . Подставляя это значение в выражение (9), получаем, что скорость образования зародышей по границе зерна становится больше скорости гомогенного образования зародышей внутри зерна, когда $\Delta G_H^* - \Delta G_B^* \geq 14 kT$.

Было выведено уравнение [Cahn] для скорости гетерогенного образования зародышей в различных твердых растворах. Исходя из некогерентности зародышей и изотропии поверхностного натяжения, он сравнил величину энергетических барьеров для образования зародышей на границах зерен, их вершинах и гранях. На рис. 8 показаны условия, обеспечивающие максимальную для каждого дефекта скорость образования зародышей в объеме зерна. В случае, когда $\sigma_{\alpha\alpha}/\sigma_{\alpha\beta} = 2$, для образования зародышей не требуется энергия активации, а его скорость будет зависеть только от энергии активации диффузии по границам зерен U_b . На рис. 8 хорошо видно, что у матриц с малым $\sigma_{\alpha\alpha}/\sigma_{\alpha\beta}$ и большим Δg_c доминирует гомогенное образование зародышей, тогда как зарождение на таком дефекте, как вершина, преобладает только при малых значениях Δg_c .

Исследования методами ионно-проекционной и электронной микроскопии указывают на то, что структура искривленной поверхности границы зерна не остается постоянной — здесь присутствуют такие несовершенства, как гребни и зернограничные дислокации. Часто наблюдают образование зародышей по границам зерен только на определенных участках, как, например, в случае выделения из нержавеющей стали карбидов $(Cr, Fe)_{23}C_6$, когда форма и плотность частиц по границам зерен зависит от ориентации границы. Это дает основание полагать, что такая гетерогенность распределения зернограничных фаз связана с наличием некоторых особенностей структуры самой границы зерна.

Образование зародышей на других двумерных дефектах. На рис. 9 изображена кинетика выпадения дисперсной фазы [карбида $(Cr, Fe)_{23}C_6$] для разных поверхностей раздела в аустенитной нержавеющей стали. Се-

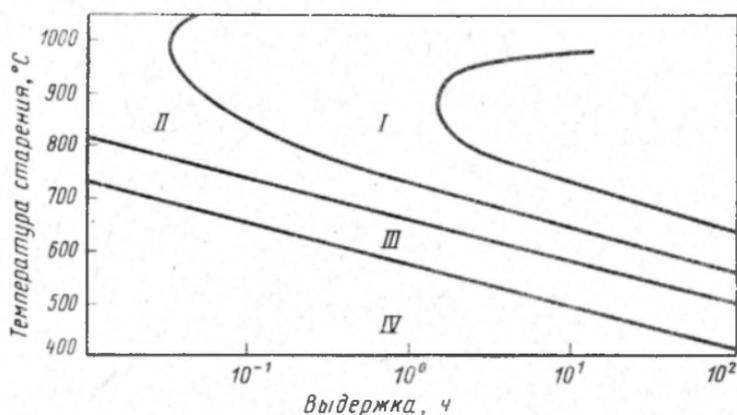


Рис. 9. Скорость образования зародышей карбидов $(Cr, Fe)_{23}C_6$ в аустенитной нержавеющей стали для различных типов поверхности раздела [Stickler, Vinckier]: I — когерентная двойниковая граница; II — некогерентная; III — граница зерна; IV — граница δ - и γ -фаз

мейство С-образных кривых соответствует времени появления первых карбидов. Из рис. 9 следует, что образование зародышей по границам зерен идет быстрее, чем на двойниковых границах, потому что они обладают меньшей свободной энергией поверхности раздела (7). По той же причине когерентные двойниковые границы по расходованию энергии менее выгодны для образования зародышей, чем некогерентные двойниковые границы. Но образование карбидов на границе δ - и γ -фаз проходит легче, чем по границам зерен γ -фазы. Это связано с тем, что свободная энергия поверхности раздела δ - и γ -фаз выше вследствие изменений химического состава и структуры сплава при ее пересечении.

Аналогично ведут себя в соответствующих системах границы доменов, например в сплавах α -железа и алюминия, где они катализируют образование зародышей вторичных фаз. Имеются также достоверные сведения о выделении зародышей на дефектах упаковки. Процесс сегрегации атомов растворенного элемента на имеющихся дефектах упаковки, впервые предложенный Сузуки, может понижать энергию дефектов упаковки и, таким образом, приводить к образованию внутри зерна зон с иной, чем у матрицы, структурой и химическим составом. Если выделяющаяся фаза имеет такую же последовательность укладки слоев, что и дефект упаковки, то образование ее зародышей будет облегчено в результате увеличения в уравнении (7) члена, от которого зависит поверхностная энергия или энергия упругой деформации. Хорошим примером в данном случае может служить система Al—Ag, в которой гексагональная γ' -фаза образуется на плоскостях $\{111\}$ матрицы с г.д.к. структурой.

Влияние энергии упругой деформации

Несоответствие решеток зародыша выделения и матрицы может быть следствием различия в параметрах решеток или в их симметрии. Как показано на рис. 4, а и 4, б, несоответствие решеток может сопровождаться упругой деформацией или образованием дефекта на межфазной границе.

Если длины ребер элементарных ячеек вторичной фазы и матрицы обозначить через a_β и a_α соответственно, то величину несоответствия решеток δ можно выразить как

$$\delta = \frac{2(a_\beta - a_\alpha)}{a_\beta + a_\alpha} \approx \frac{a_\beta - a_\alpha}{a_\beta} \quad (10)$$

Чтобы подсчитать g_e было предположено [Nabarro], что зародыши и матрица деформируются изотропно и, применив методы механики сплошных сред, получили выражение для g_e , которое не зависело от формы рассматриваемых частиц:

$$g_e = \frac{6 G_\beta \delta^2}{1 + 4 G_\beta / 3 K_\alpha} \quad (11)$$

где G_β — модуль сдвига выделяющейся фазы; K_α — объемный модуль упругости матрицы.

Если принять значение коэффициента Пуансона равным 0,3, тогда $K = 2 G$. Поэтому, если модули матрицы и выделяющейся фазы приблизительно равны, тогда $g_e \approx 4 G \delta^2$.

Для случая твердых частиц в мягкой матрице правильной будет принять, что зародыши выделяющейся фазы не деформируются, а матрица претерпевает гидростатическую деформацию. Как было показано [Nabarro], в этом случае величина g_e становится чувствительной к форме включений, и удельная энергия деформации убывает от самого высокого значения для сферы к промежуточному для иглы и минимальному для диска (рис. 10).

Включения в виде дисков часто наблюдают в промышленных сплавах. Помимо пониженной величины g_e , имеются и другие факторы, способствующие выделению включений такой формы. К ним относятся: анизотропия поверхностной энергии, вследствие чего габитусной плоскостью пластины становится кристаллографическая плоскость с наибольшей плотностью упаковки атомов; анизотропия констант упругости кристаллической решетки, вследствие чего габитусная плоскость пластины расположена перпендикулярно направлению, в котором значение модуля Юнга минимально; и, наконец, плоскости диссоциации дислокаций или плоскости скопления вакансий, на которых, как уже ранее было отмечено, могут образовываться тонкопластинчатые выделения.



Рис. 10. Зависимость энергии упругой деформации (условные единицы) матрицы g_e от соотношения половины толщины c и радиуса a некогерентного выделения, имеющего форму сфероида: I — диск; II — сфера; III — игла

При описании кристаллографической зависимости между матрицей и выделением нужно рассматривать два отдельных параметра: во-первых, зависимость ориентировок между кристаллическими решетками, которая обычно задается в виде плоскостей и/или направлений параллельных у матрицы и выделения, например $(h_1 k_1 l_1)_\alpha \parallel (h_2 k_2 l_2)_\beta$; $[U_1 V_1 W_1]_\alpha \parallel [U_2 V_2 W_2]_\beta$. Понятно, что для такого описания одинаково пригодны любые параллельные одна другой плоскости или направления матрицы и выделения. Во-вторых, при образовании тонкопластинчатых выделений следует указывать габитусную плоскость, которой называют плоскость матрицы, параллельную плоскости тонкопластинчатого выделения. Очевидно, что для выделений сферической формы данный параметр неприменим, а для выделений в форме игл требуется указать лишь кристаллографическое направление матрицы, параллельное их оси.

Рассматривая образование полукогерентных выделений вторичных фаз, отмечают, что появление дислокаций на поверхности раздела фаз (см. рис. 4, б) уменьшает величину энергии упругой деформации, но увеличивает свободную энергию поверхности раздела σ . Так, для зародыша, состоящего из n элементарных ячеек, несоответствие его решетки с решеткой матрицы $m = n(a_\beta - a_\alpha)$.

Вводя на межфазной границе дислокацию с вектором Бюргерса b_m , лежащим в направлении несоответствия решеток, получим, что эффективное несоответствие решеток уменьшается до $m = n(a_\beta - a_\alpha) - b_m$, следовательно,

$$\delta = n(a_\beta - a_\alpha) - b_m / (n a_\beta). \quad (12)$$

Таким образом, когда $\delta = 0$, $b_m = n(a_\beta - a_\alpha)$ и в уравнении (7) отличной от нуля остается лишь величина поверхностной энергии.

Образование метастабильных фаз

При распаде пересыщенных твердых растворов могут возникать одна или несколько метастабильных фаз, которые затем распадаются на равновесные фазы или существуют наряду с ними. По определению, при заданной температуре метастабильные фазы обладают меньшей, чем стабильные фазы, Δg_c , поэтому, если рассмотреть тангенсы углов наклона кривых зависимости величины свободной энергии от химического состава, то окажется, что метастабильные фазы находятся в метастабильном равновесии с матрицей, в которой концентрация растворенного элемента выше, чем в стабильной фазе. Следовательно, сколько будет метастабильных фаз, столько и метастабильных фазовых диаграмм.

Пример трех фаз θ'' , θ' и θ твердого раствора Al—Cu изображен на рис. 11, а. Кристаллографические характеристики этих фаз показаны на рис. 11, б. Следует особо отметить, что до сих пор невозможно предсказать даже на эмпирической основе число метастабильных фаз, их кристаллическую структуру и химический состав.

Рассматривая последовательность образования зародышей метастабильных фаз, остановимся на частном случае системы Al—Cu, хотя сделанные здесь выводы имеют более широкую область применения. В данной системе старение пересыщенного твердого раствора при температурах ниже всех кривых растворимости, изображенных на рис. 11, а, приводит к следующей экспериментально наблюдаемой последовательности превращений:

Пересыщенный твердый α -раствор \rightarrow зоны Гинье — Престона $\rightarrow \theta''$ -фаза $\rightarrow \theta'$ -фаза $\rightarrow \theta$ -фаза.

Следуя работе [Russell, Haronson], рассмотрим сначала влияние данной последовательности на изменение величины Δg_c в уравнении (7). Предполагая, что пересыщенные твердые растворы достаточно разбавлены для того, чтобы в них проходили химические реакции замещения, и что выпадающая β -фаза заметно обогащена растворенным элементом, получим следующее выражение:

$$\Delta g_c = (RT/V_\beta) \ln (x_\alpha/x_\alpha)^{\alpha\beta}, \quad (13)$$

где R — газовая постоянная; V_β — молярный объем выпадающей β -фазы; x_α — мольная доля растворенного элемента в матрице до начала старения и $x_\alpha^{\alpha\beta}$ — мольная доля растворенного элемента в α -фазе, соответствующая линии растворимости $\alpha/(\alpha + \beta)$.

Из рис. 11, а следует, что движущая сила образования зародышей Δg_c при одной и той же температуре и величине x_α становится все более

отрицательной для последовательности: зоны Гинье – Престона θ'' , θ' и θ (предполагаем, что все фазы имеют по существу один и тот же химический состав). Если считать g_{β} основным фактором, регулирующим кинетику образования зародышей при данной температуре, то появление θ -фазы следует ожидать скорей в начале, чем в конце. Отсюда можно сделать вывод, что последовательность выделения фаз определяет другой фактор, а именно энергия поверхностей раздела.

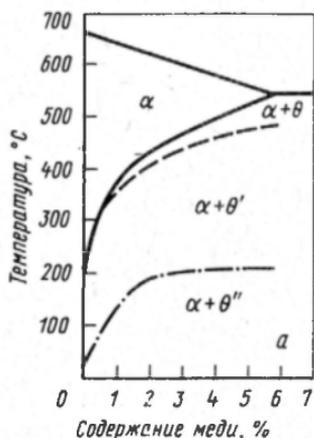
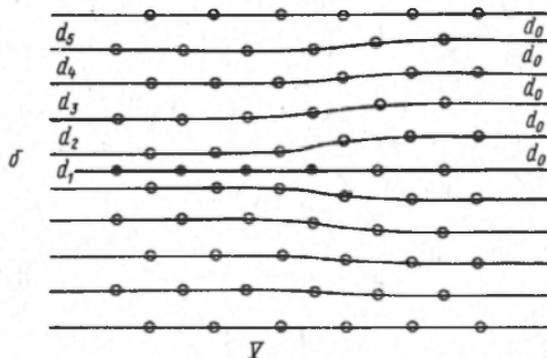
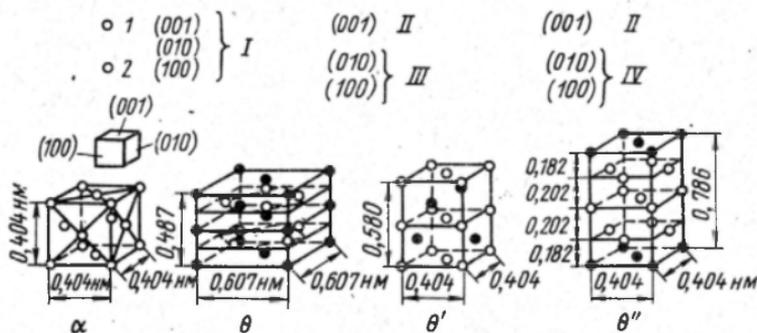


Рис. 11. Метастабильные кривые растворимости для сплавов Al-Cu, пересыщенных Al (а), и кристаллическая структура равновесной (θ) и метастабильных (θ' , θ'' , зона Гинье – Престона) фаз для этих сплавов (б) [Hornbogen]:

1 – Al; 2 – Cu; I – некогерентные с α -фазой; II – когерентные; III – полукogerентные (дислокации на поверхности раздела фаз); IV – когерентные (большие упругие деформации); V – зона Гинье – Престона



Величина энергетического барьера для поверхностей раздела убывает в такой последовательности для фаз: θ , θ' , θ'' и зоны Гинье — Престона. Поэтому раз Δg_c становится отрицательной величиной для всех перечисленных фаз, доминирующей является энергия поверхности раздела, так как величина ΔG^* [см. уравнение (5)] пропорциональна σ^3 и обратно пропорциональна $(\Delta g_c + g_e)^2$.

Количественное решение данной задачи требует определения равновесной формы для каждой из выделившихся фаз с учетом места образования ее зародышей. Затем по сумме структурного слагаемого энергии (связано с появлением на поверхности раздела фаз дислокаций, возникших ввиду несоответствия решеток) и химического слагаемого (вследствие разницы условий на границе и внутри зерна) рассчитывают энергию по каждой поверхности раздела.

В табл. 1 дана схема комбинирования определенных дефектов матрицы (границы зерен, дислокации и вакансии) с тремя возможными кристаллографическими типами выделений, а именно когерентными, полукogerентными и некогерентными. Гомогенное образование зародышей дано для выделений в идеальной кристаллической решетке. Если предположить, что для всех приведенных в табл. 1 комбинаций величины Δg_c и ν [см. уравнение (1)] одинакова, то в направлениях, обозначенных стрелками, величина ΔG^* [см. уравнение (3)] должна убывать. Это происходит в результате взаимодействия дефектов решетки и зародышей. Из табл. 1 следует, что минимальное значение ΔG^* соответствует четырем сочетаниям типа выделения и места его образования.

Некогерентные фазы, выделившиеся по границам зерен. В данном случае зернограничная энергия способствует снижению величины удельной поверхностной энергии, от которой прямо пропорционально зависит энергия активации образования зародышей [см. уравнение (5)]. Образование на границе зерна когерентной фазы является менее вероятным, так как в этом случае кристаллическая решетка зародыша будет лучше согласована с решеткой матричной фазы и зернограничная энергия не окажет влияния на снижение величины удельной поверхностной энергии.

Полукogerентные фазы, выделившиеся на дислокациях. В данном случае на поверхности раздела матрицы и выделившейся из нее полукogerентной фазы имеются дислокации. Поэтому те дислокации, которые бы-

Т а б л и ц а 1. Сочетание кристаллографического типа выделения и места его образования [Hörbogen]

Кристаллографическая связь α - и β -фаз	Граница зерна (B)		Дислокация (D)		Вакансия (V)		Гомогенное образование зародышей в идеальной кристаллической решетке H
Когерентная (c)	B_c	→	D_c	→	V_c	≈	H_c
	↓		↓		↑		↑
	B_s	→	D_s	←	V_s	←	H_s
Полукogerентная (s)	↓		↓		↑		↑
	B_n	←	D_n	←	V_n	←	H_n
Некогерентная (n)							

ли в матрице до начала образования новой фазы, или дислокации, которые могут легко возникать в результате дислокационных реакций, также будут снижать величину активационного барьера.

Когерентные фазы, выделившиеся на вакансиях. Такой случай может быть, например, когда удельный объем выделившейся фазы больше, чем удельный объем матричной фазы.

Когерентные фазы с гомогенным образованием зародышей. Данный случай наиболее вероятен, если появление зародыша не сопровождается возникновением других деформаций. При таких условиях присутствие вакансий необязательно.

Образование зародышей на дефектах различных типов

Экспериментальные исследования позволяют предположить, что последовательность образования зародышей на границах зерен, дислокациях и в матрице может быть различна для разных сплавов.

Для некогерентных зародышей чаще всего наблюдают последовательность, совпадающую с указанной в табл. 1, а именно, относительная скорость образования зародышей такова — границы зерен $>$ дислокации $>$ матрица. Для полукогерентных зародышей можно ожидать такую последовательность: дислокации $>$ матрица $>$ границы зерен или дислокации $>$ границы зерен $>$ матрица.

Для когерентных выделений, образование которых сопровождается возникновением поля напряжений, чаще всего наблюдают последовательность: дислокации $>$ матрица $>$ границы зерен, которая характерна в тех случаях, когда несоответствие решеток настолько велико, что границы зерен становятся наиболее подходящим местом для образования зародышей. Для когерентных выделений с нулевым несоответствием решеток наблюдают последовательность матрица $>$ дислокации $>$ границы зерен.

Образование зародышей нескольких фаз на дефектах различных типов

Используем еще раз систему Al—Cu для того, чтобы проиллюстрировать более сложный случай выделения зародышей нескольких фаз на дефектах различных типов. Ограничимся рассмотрением трех выделяющихся фаз, а именно: некогерентной стабильной фазы θ , полукогерентной θ' и когерентной θ'' . Отдельно рассматривать когерентные зоны Гинье — Престона 1 мы не будем, так как по мере развития процесса старения они на месте (*in situ*) превращаются в фазу θ'' .

Данная ситуация может быть показана в виде диаграммы образования зародышей для сплава постоянного химического состава, изображенной на рис. 12 в координатах температура — время. Разным скоростям зарождения выделений, рассчитанным по уравнению (7) для указанных на рис. 11, *a* фаз, соответствует разный подъем S-образных кривых. Величину U_D можно рассматривать как независимую от температуры только в первом приближении, так как наблюдаемое аномальное увеличение диффузии при низких температурах является следствием пересыщения вакансиями.

Как следует из рис. 12, с повышением температуры сначала из матричного сплава выпадают зародыши вторичной фазы θ'' . Затем образуются зародыши θ' -фазы на дислокациях и θ -фазы по границам зерен. По мере роста зародышей увеличиваются упругие напряжения в решетке. Когда величина напряжений в матрице достигает сдвиговых напряжений, когерентность фаз нарушается и образуется дислокационная петля (см. рис. 6) На появившейся дислокации могут зарождаться выделения θ' -фазы. Будучи более стабильными, они растут быстрее, чем зародыши θ'' -фазы.

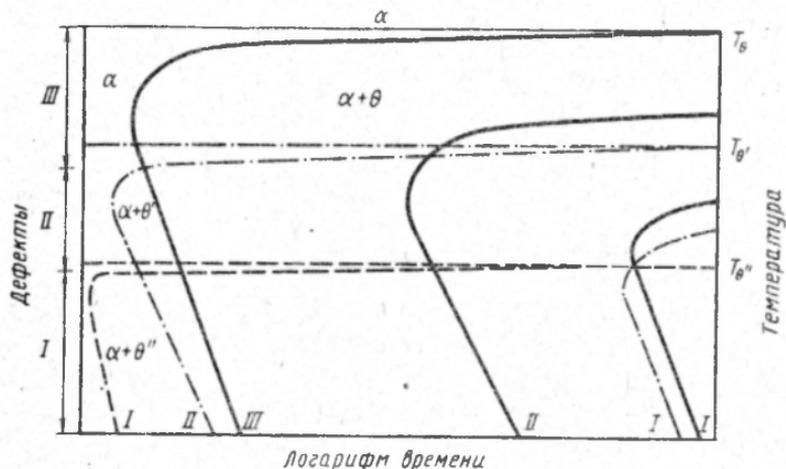


Рис. 12. Диаграмма образования зародышей, на которой изображена первичная фаза α и три вторичные фазы θ , θ' , θ'' , а по оси ординат в качестве параметра отложены различные дефекты кристаллической решетки:

I – образование зародышей в совершенной решетке или на вакансионных кластерах; *II* – на дислокациях; *III* – по границам зерен

По мере роста зародышей θ' -фазы на поверхности раздела фаз образуются все новые дислокации, которые в конечном счете достигают такой плотности, что на некоторых участках межфазной границы θ' -фазы нарушается когерентность с матрицей и в этом месте в свою очередь образуются зародыши θ -фазы. Здесь снова стабильная фаза будет расти быстрее, чем метастабильная, поэтому через определенное время после начала старения структура будет состоять лишь из одной θ -фазы, как и должно быть по диаграмме фазового равновесия (в отличие от метастабильной фазовой диаграммы, изображенной на рис. 11, а).

Исследования показали [Russell, Aaronson], что в момент образования первой переходной фазы вероятность появления зародышей любой из последующих фаз уменьшается в результате действия двух отрицательных факторов. Прежде всего величина Δg_c , оставаясь отрицательной, увеличивается во всех местах образования зародышей других фаз, лежащих внутри (зависящих от времени) диффузионных полей отдельных выделений первой фазы. Далее, образование зародышей первой фазы уменьшает общее число возможных мест появления зародышей. Это может

иметь особое значение в том случае, если начальная фаза выпадает в некоторых легко насыщаемых местах, например на дислокациях.

Допустив, что образование и рост зародышей первой метастабильной фазы влияет на образование зародышей последующих вторичных фаз, предположили [Russell, Aaronson], что зародыши следующей фазы будут выделяться преимущественно по межфазным границам первой, а зародыши третьей — по межфазным границам второй и так далее. Причина такого явления заключается в том, что минимизация свободной энергии на поверхности раздела фаз имеет большее значение, чем Δg_c , а также потому,

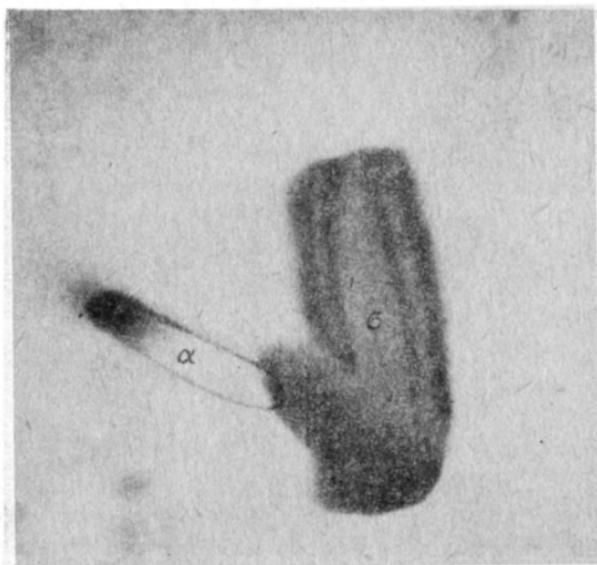


Рис. 13. Электронная микрофотография [Hornbogen] образования и роста зародыша α -фазы с поверхности частицы феррита (α -фаза о.ц.к.) в аустенитной нержавеющей стали, подвергнутой старению при температуре 750°C в течение 1500 ч [L. K. Singhal]

что поверхности раздела, являясь двумерными дефектами, обычно могут отдавать процессу образования зародышей гораздо больше энергии, чем дислокации.

Исследования, проведенные методом просвечивающей электронной микроскопии, показали, что в многочисленных промышленных сплавах зародыши одной вторичной фазы образуются на межфазной границе другой. Например, в системе Al—Cu отмечали образование зародышей θ -фазы по границе θ' -фазы, а зародышей θ' -фазы — по границе θ'' -фазы. На рис. 13 показано образование α -фазы (охрупчивает металл и ее выделение часто проходит вяло), рост которой начался с поверхности частицы феррита.

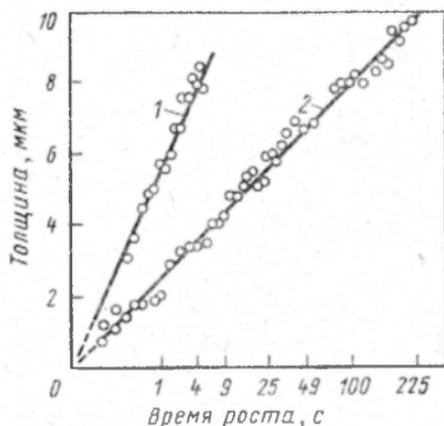
Рост выделений в пересыщенных твердых растворах

Анализируя рост выделений в пересыщенных твердых растворах, необходимо учесть возможные лимитирующие факторы. К ним относятся скорость диффузии, под влиянием которой атомы перемещаются к поверх-

ности раздела фаз или отводятся от нее, а также скорость, с которой атомы пересекают эту поверхность.

По всей вероятности, именно скорость реакции на поверхности раздела будет лимитирующим фактором на ранних стадиях роста, так как в этот период путь диффузионного переноса атомов незначителен. При больших размерах частицы лимитирующим фактором становится диффузия в кристаллической решетке, так как непрерывное обеднение раствора атомами растворенного вещества понижает градиент концентрации (движущую силу диффузии). Рассмотрим только хорошо теоретически разработанный диффузионный механизм роста.

Рис. 14. Зависимость толщины пластины доэвтектоидного феррита от времени выдержки при температурах 740 (1) и 770°C (2) для сплава Fe—0,11 % (по массе) C [Kinsman, Aaronson]



Обратимся к вычислениям [Aaron, Fainstein, Kotler], приведенным в недавнем обзоре [Martin, Doherty]. Согласно этим работам рост сферических выделений подчиняется следующей закономерности:

$$r = \alpha(Dt)^{1/2}, \quad (14)$$

где r — радиус частицы; t — время, D — объемный коэффициент диффузии (предполагают, что он не зависит от химического состава); α — функция перенасыщения.

Аналогичные вычисления для тонкопластинчатых выделений также предсказывают параболическую зависимость между их толщиной и продолжительностью роста.

Большинство экспериментальных исследований для проверки указанных теоретических зависимостей проводили на примере образования в стали доэвтектоидного феррита по границам аустенитных зерен. На рис. 14 показаны характерные данные, из которых следует, что в соответствии с уравнением (14) толщина частиц увеличивается по параболическому закону.

Несколько худшие результаты получены для случая роста ферритных пластин видманштеттовой структуры внутри зерна, где наблюдавшиеся скорости роста толщины пластинок оказались меньше теоретически предсказанных значений. Это может быть связано с хорошим соответствием кристаллографических осей частицы и матрицы в таких структурах, что влечет за собой малую мобильность поверхности раздела.

После того как закончилось выделение частиц новой фазы из пересыщенного твердого раствора, дальнейший отжиг приводит к их коагуляции под влиянием свободной энергии на поверхности раздела выделяющаяся фаза — матрица. Этот процесс носит название "созревание Оствальда". Укрупнение микроструктуры и высвобождение избыточной поверхностной энергии происходит вследствие повышенной растворимости мелких частиц, так как у них больше величина отношения площади поверхности к объему. Таким образом, выделения больших размеров растут за счет меньших, а кинетика роста зависит от фактора, определяющего скорость реакции.

Если таким фактором является диффузия в кристаллической решетке, то теоретические расчеты [Wagner, Lifshitz, Slyozov] дают выражение для скорости коагуляции:

$$\bar{r}_t^3 - \bar{r}_0^3 = 8 D \sigma V_m C_\alpha(\infty) t / 9 RT, \quad (15)$$

где \bar{r}_t — средний радиус частиц в момент времени t ; \bar{r}_0 — средний радиус частиц в момент времени $t = 0$; D — коэффициент объемной диффузии; σ — удельная свободная энергия поверхности раздела частица — матрица; V_m — молекулярный объем выделившейся фазы; C_α — равновесная концентрация растворенной фазы в матрице; R — газовая постоянная; T — температура, К.

Если скорость коагуляции определяется скоростью переноса атомов через поверхность раздела, то [Wagner]:

$$\bar{r}_t^2 - \bar{r}_0^2 = 64 K V_m C_\alpha(\infty) t / 81 RT, \quad (16)$$

где K — коэффициент пропорциональности, учитывающий подвижность поверхности раздела.

И наконец, если укрупняющиеся частицы выделившейся фазы расположены по границам зерен, то получим [Kirchner]:

$$\bar{r}_t^4 - \bar{r}_0^4 = 9 \delta D_B \sigma C_\alpha(\infty)_B V_m t / 32 ABRT, \quad (17)$$

где δ — толщина границы зерна; D_B — зернограничный коэффициент диффузии; $C_\alpha(\infty)_B$ — концентрация растворенной фазы в границе зерна, находящегося в равновесии с бесконечно большой выделившейся частицей; A — параметр, равный $(2/3) - (\sigma_B / 2 \sigma) + (1/3) (\sigma_B / 2 \sigma)$; B — параметр, определяемый как $1/2 \ln(1/f)$; σ_B — зернограничная энергия; f — доля границы зерна, покрытая выделившейся фазой.

Экспериментально было установлено, что в подавляющем большинстве случаев кинетика процесса определяется скоростью диффузии, поэтому подвижность поверхности раздела не является ограничивающим фактором.

3. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫДЕЛЕНИЙ

Гомогенное распределение

При выделении новой фазы путем спинодального распада происходит очень равномерное гомогенное выделение когерентных ее частиц. В этом

случае превращение не влечет за собой никаких структурных изменений, но изменяется химический состав. На рис. 15 изображена кривая свободная энергия — химический состав для однородной фазы, являющейся метастабильной при составах, лежащих между C_A и C_B .

Сплав первоначального состава C_1 с величиной свободной энергии F_1 распадается на смесь двух фаз состава C_A и C_B со средней величиной свободной энергии F_2 . На первой стадии превращения две разделяющиеся фазы могут иметь химический состав C'_A и C'_B со средней свободной энергией F'_1 , которая всегда меньше, чем F_1 , поэтому свободная энергия постоянно убывает, следовательно, термодинамический барьер, препятствующий распаду твердого раствора, не возникает. Таким образом, спиноподальный распад происходит одновременно по всей матрице, хотя точно указать стадию, на которой появляется новая фаза, нельзя.

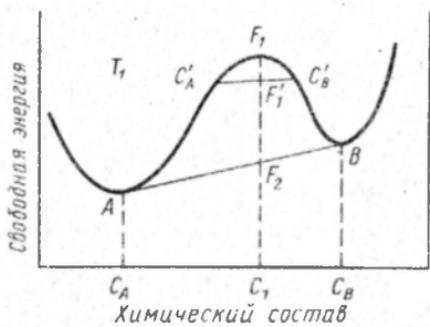


Рис. 15. Зависимость свободная энергия — состав, соответствующая спиноподальному распаду

Примером спиноподального распада может служить система Cu—Ni—Fe. Структура после превращения состоит из квазисферических частиц, расположенных на равном расстоянии одна от другой, объемная доля которых невелика, и трехмерной сетки взаимоперекрещивающихся в пространстве стержней, параллельных направлению матрицы $\langle 100 \rangle$ и занимающих большой объем (рис. 16). Поражает отсутствие зон предпочтительного выделения по границам зерен матрицы или на других дефектах решетки, так как в отсутствие спиноподального распада зародыши новой фазы образуются в местах пониженной энергии активации, т.е. именно по границам зерен. Однако в спиноподальных сплавах энергетический барьер, препятствующий образованию зародышей выделяющейся фазы, отсутствует.

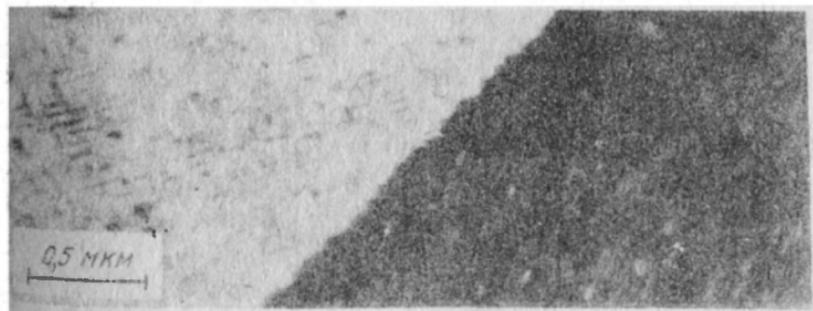


Рис. 16. Электронная микрофотография, демонстрирующая однородность спиноподального распада в сплаве Cu — Ni — Fe

Теории фазового превращения учитывают положительное слагаемое свободной энергии, возникающей под влиянием энергии границ и упругой поперечной деформации диффундирующей поверхности раздела фаз. Выражение для свободной энергии материала дано [Cahn, Hilliard] в следующем виде:

$$F = \int [F'(C) + K(\nabla C)^2 + \eta^2 E(C - C_0)^2 / (1 - \nu)] dV. \quad (18)$$

Здесь $F'(C)$ — свободная энергия Гельмгольца на единицу объема однородного материала химического состава C ; $K(\nabla C)^2$ — мера увеличения энергии в результате неоднородного распределения атомов при наличии градиента концентрации; $E(C - C_0)^2 / (1 - \nu)$ — мера энергии деформации поверхности раздела; E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона; C_0 — средний химический состав твердого раствора; η — линейное расширение решетки на единицу изменения химического состава.

Предположим, что в микроструктуре, образовавшейся после спиноидального распада, C изменяется синусоидально с расстоянием x , так чтобы $C - C_0 = B \cos \beta x$, длину волны синусоидальной флуктуации легирующего элемента задаем как $2\pi/\beta$. Известно, что сплав нестабилен к флуктуациям при длине волны выше критической, величина которой зависит от перемещения и задается уравнением $2\pi/\beta_c = \left[\frac{-8\pi^2 K}{d^2 F'/dC^2 + 2\eta^2 E / (1 - \nu)} \right]^{1/2} = \lambda_c$

Поэтому при условии, что $d^2 F'/dC^2$ — величина сугубо отрицательная (см. рис. 15), раствор нестабилен при всех (очень малых) флуктуациях химического состава при длине волны $> \lambda_c$. Следовательно, можно ожидать получения довольно сложной микроструктуры, так как этот спектр длин волн должен быть во всех направлениях, выбранных в материале. Однако кинетика распада упрощает ситуацию. Несмотря на то что движущаяся сила максимальна для самой большой длины волны, расстояние диффузии минимально для наименьшей стабильной длины волны. Учитывая эти два фактора, можно сделать вывод, что наибольшей скорости роста должна соответствовать длина волны $\lambda_c \sqrt{2}$, что и подтверждается металлографическими исследованиями (хотя для изучения всего спектра волн следует применять метод рентгеновской дифрактометрии). Анизотропия означает, что сплав прежде всего нестабилен к флуктуациям в определенных направлениях, для которых величина E минимальна. В материалах с кубической решеткой этим направлением является обычно направление $\langle 100 \rangle$ (см. рис. 16).

К сожалению, более прочные из спиноидальных структур очень хрупкие и разрушаются по межзеренному механизму. Реальный потенциал структуры такого типа еще ждет освоения, а микроструктуры с выделениями вторичных фаз, имеющие практическое значение, получают распадом по механизму образования и роста зародышей, следовательно, они обладают неоднородным распределением частиц, возникающим под влиянием описанных выше дефектов кристаллического строения.

Гетерогенное распределение

Рассмотрим последовательно влияние трех типов дефектов металлической матрицы на распределение выделений в закаленных и состаренных сплавах

Границы зерен. Состаренные сплавы обычно имеют зоны, свободные от выделений, которые примыкают к границам зерен (рис. 17). Такие зоны, свободные от выделений, могут образовываться двумя путями: вследствие локального снижения здесь концентрации атомов растворенного элемента или локального снижения концентрации вакансий, которые при закалке сплава устремляются к границам зерен — стокам вакансий. Рассмотрим сначала второй случай, взяв в качестве примера образование зон, свободных от выделений, в алюминиевых сплавах, подвергнутых старению до образования внутри зерен зон Гинье — Престона.

Была определена [Jacobs, Pashley] критическая температура (рис. 18), при которой может происходить гомогенное зарождение центров кристаллизации в условиях отсутствия при температуре старения избыточных вакансий. Выше этой температуры гомогенного зарождения центров кристаллизации не наблюдают вследствие недостаточного пересыщения твердого раствора. Температура T_c убывает с уменьшением концентрации раствора (см. рис. 18), аналогичного кривой растворимости зоны Гинье — Престона на рис. 11, а. Далее постулируют, что зарождение центров кристаллизации возможно при заданной критической концентрации избыточных вакансий $(C_v)_c$ вплоть до максимальной температуры T_c (см. рис. 18). Избыток вакансий возникает в том случае, когда образец при термообработке закалывают. Чем больше вакансий находится в равновесии с кристаллической решеткой при высокой температуре, тем больше их сохраняется в пересыщенном растворе при снижении температуры. Эти избыточные вакансии могут влиять на процесс гомогенного выделения новых фаз при температуре $> T_c$, повышая коэффициент диффузии растворенного элемента, что ускоряет образование кластеров при закалке,

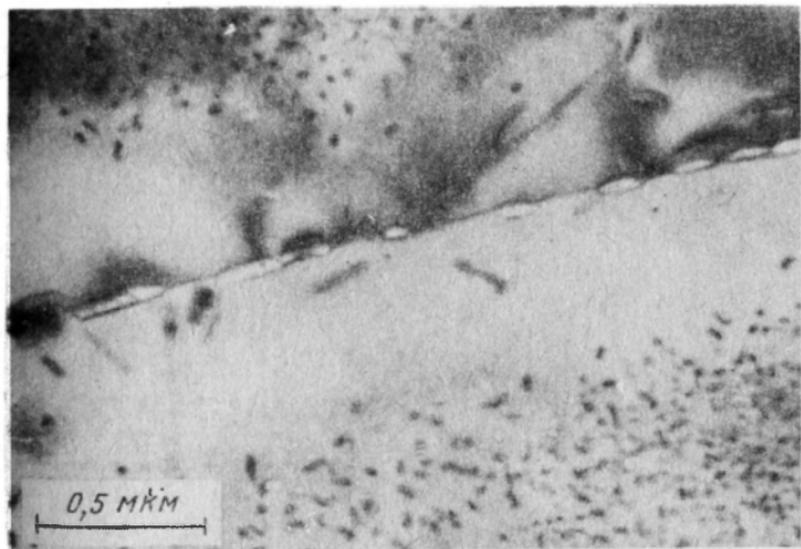


Рис. 17. Электронная микрофотография приграничной зоны, свободной от выделений в сплаве Al-4% Zn-3% Mg, после старения при 150°C, 24 ч.

на которых затем выпадает промежуточная фаза, или создавая скопления вакансий, которые служат местами образования зародышей новой фазы.

Во время закалки от температуры термообработки до температуры старения T_A , спустя небольшой промежуток времени после ее окончания, у границы зерна наблюдают изменение концентрации избыточных вакансий (рис. 19). Это происходит потому, что границы зерен являются стоками вакансий, а форма кривой концентрации избыточных вакансий зависит



Рис. 18. Изменение T_c и T'_c в зависимости от концентрации растворенного элемента C_s :

I – гомогенное зарождение центров кристаллизации невозможно; *II* – увеличение концентрации избыточных вакансий; *III* – при избытке вакансий возможно зарождение центров кристаллизации; *IV* – возможно зарождение центров кристаллизации без избытка вакансий

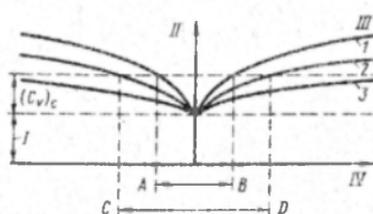


Рис. 19. Распределение концентрации избыточных вакансий у границы зерна:

I – равновесная концентрация вакансий; *II* – концентрация вакансий; *III* – температура закалки [высокая (1), средняя (2) и низкая (3)]; *IV* – расстояние от границы зерна

от температуры термообработки раствора, так как величина равновесной концентрации вакансий возрастает с увеличением температуры и скорости закалки. При меньшей скорости закалки ширина зоны диффузии больше, следовательно, наклон кривой концентрации избыточных вакансий меньше. На рис. 19 изображены кривые для образцов, закаленных от высокой, средней и низкой температуры. Если температура старения $T_A > T_c$, то кластеры растворенного элемента могут образовываться в тех местах образца, где концентрация избыточных вакансий превышает критическую $(C_v)_c$. На рис. 19 *AB* – обедненный вакансиями участок зоны, свободной от выделений, соответствующий образцу, закаленному от наибольшей температуры. Так, в данном примере кривая, соответствующая закалке образца от наименьшей температуры, проходит ниже уровня $(C_v)_c$, гомогенное зарождение центров кристаллизации в этом случае невозможно, поэтому может быть только гетерогенное распределение зародышей.

Ширина зоны, свободной от выделений, убывает также с возрастанием температуры старения. В этих условиях, чем больше пересыщение раствора, тем меньше критический размер зародыша, что в свою очередь снижает критическую концентрацию вакансий, необходимую для образования зародышей.

При закалке зоны, свободные от выделений, располагаются вблизи от границ зерен потому, что зародыши во время охлаждения до температу-

ры T_A гетерогенно распределяются по границе зерен или вследствие преимущественной сегрегации растворенного элемента у границы во время охлаждения до температуры старения. В обоих случаях кривая изменения концентрации растворенного элемента имеет вид, изображенный на рис. 20. Ее форма зависит от структуры и разориентировки самой границы, так как эти параметры влияют на образование зародышей зернограницных выделений.

Из рис. 20 следует, что при определенной концентрации избыточных вакансий и при данной температуре старения для образования зародышей необходимо иметь некоторую критическую концентрацию растворенного элемента C_s . На рис. 20 горизонтальными линиями обозначены значения C_s для различных температур, а места пересечений этих горизонталей с кривой концентрации растворенного элемента указывают ширину зоны, свободной от выделений. Эта ширина убывает от YY' до XX' при снижении температуры старения от 150 до 140°C. Появление зон, свободных от выделений, возможно только при температуре $< T_c$. При более высоких температурах кривая изменения концентрации вакансий должна быть наложена на кривую концентрации растворенного элемента. Зоны, свободные от выделений и образующиеся при температурах $> T_c$, должны иметь ширину до 1 мкм и более, тогда как ширина зон, свободных от выделений и образовавшихся при более низких температурах, составляет обычно 0,2 мкм.

Двухступенчатое старение и зоны, свободные от выделений. Если дисперсионно твердеющий сплав быстро закалить до температуры $> T_c$ и подвергнуть старению при этой температуре, то полученная микрострук-

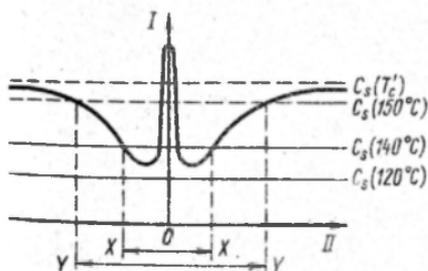


Рис. 20. Изменение концентрации растворенного элемента после закалки (I) и в зависимости от расстояния от границы зерна (II)

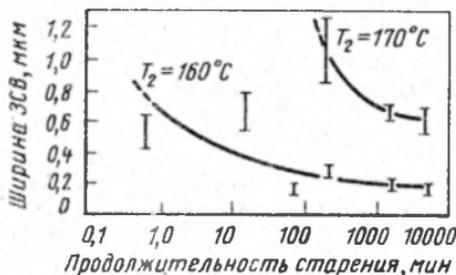


Рис. 21. Влияние продолжительности предшествующей старению выдержки при комнатной температуре на ширину зоны, свободной от выделений (ЗСВ). Старение при 160°C, 1 ч или при 170°C, 20 мин

тура будет аналогична изображенной на рис. 17. Если затем данный сплав выдержать некоторое время при температуре $< T_c$ и снова подвергнуть старению при температуре $> T_c$, то в результате в зоне, первоначально свободной от выделений, появятся их мелкие частицы. Было показано также [Jacobs, Pashley], что закалка непосредственно до температуры старения $< T_c$ и выдержка при этой температуре оказывают значительное

влияние на последующее образование при температуре $> T_c$ зоны, свободной от выделений (рис. 21)

Это явление можно объяснить, предположив, что кластеры образуются при температуре $< T_c$, а если образец после этого подвергают старению при более высокой температуре, то эти кластеры превращаются в выделения промежуточной фазы или растворяются. Это зависит от того, больше они или меньше, чем r^* — критический размер при данной температуре. Так как для образования зародышей при температуре $< T_c$ не требуется избыточных вакансий, кластеры появляются непосредственно по границам зерен, если концентрация растворенного элемента достаточно велика. В связи с нелинейным распределением избыточных вакансий у границ

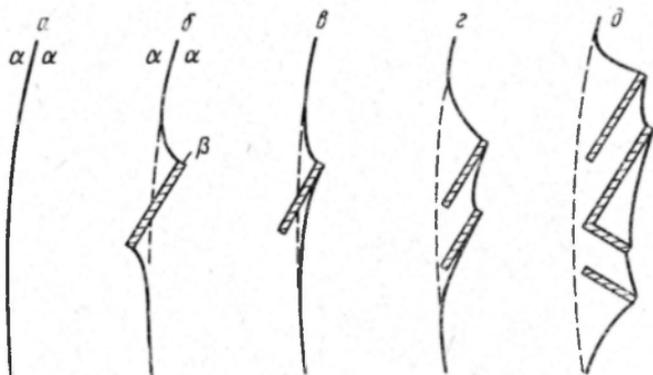


Рис. 22. Последовательные стадии (а–д) начала прерывистого распада с образованием двухфазной $\beta + \alpha$ -смеси (пунктир — первоначальное положение границы зерна)

зерен и вследствие того, что скорость диффузии зависит от концентрации вакансий, кластеры, зарождающиеся возле границ, будут расти медленней, чем те, которые возникают внутри зерна. Ширина зоны, свободной от выделений, после того как образец вторично подвергают старению при температуре $> T_c$, зависит от времени выдержки при температуре $< T_c$, так как вероятность достижения зародышем критического размера тем больше, чем больше время выдержки.

Прерывистый распад. Прерывистый распад обычно происходит на несколько сотен градусов ниже температуры максимальной растворимости. В этом случае по границам зерен образуются зародыши пластинчатой структуры, которые растут внутрь зерна. Эти выделения окружены матрицей и могут образовываться при таких низких температурах, при которых скорость появления зародышей внутри зерен матрицы и их рост пренебрежимо малы. Выделения данного типа возникают только на развитых поверхностях раздела, поэтому вопреки механизму образования и роста зародышей такие выделения появляются в данной области неодновременно.

В результате того что зародыши новой фазы образуются по границам зерен, энергетический барьер, препятствующий их возникновению, пони-

жается. Причем диффузия растворенного элемента в данном случае происходит вдоль границы зерна, следовательно, требует более низкой энергии активации, следствием чего является доминирование диффузионного механизма при относительно низких температурах. Энергетический барьер, препятствующий возникновению зародышей новой фазы, может быть еще более уменьшен, если эта новая фаза имеет особую ориентацию, такую, чтобы энергия поверхности раздела $\alpha - \beta$ оказывалась уменьшенной до величины; промежуточной между величинами зернограницной энергии и энергии границ выделений новой фазы. На рис. 22 показаны последовательные стадии начала образования прерывистых выделений, которое выглядит как движение границы в виде утолщений или ячейки роста выделения.

Вследствие низкой скорости образования зародышей этот процесс навряд ли приводит к образованию мелкодисперсных частиц новой фазы. Обычно наблюдают неравномерное распределение сравнительно крупных частиц. Поэтому такой метод распада не обеспечивает получения прочной микроструктуры. Недавно было предложено [Meurgick] объяснение прерывистого распада для некоторых, но не всех систем сплавов, в которых его наблюдают. По этому объяснению прерывистый распад происходит только в тех сплавах, где растворенные в твердом растворе элементы сильно абсорбированы по границам зерен. В уравнении суммарного измерения свободной энергии, связанного с началом прерывистого распада, должен быть положительный член, соответствующий увеличению эффективной зернограницной энергии вследствие обеднения твердого раствора растворенным элементом. На границе может вновь повыситься концентрация растворенного в ней элемента, забранного из матрицы. В результате энергия матрицы понижается. Этот процесс энергетически выгоден только в том случае, если суммарное снижение энергии превосходит ее рост, вызванный увеличением площади границ зерен (см. рис. 22).

Дислокации. В состаренных сплавах обычно наблюдают транскристаллитные зоны с пониженной твердостью, обедненные выделениями. Этот эффект связан с присутствием в матрице дислокаций. Например, сплавы Al—Cu могут при старении образовывать цепочки выделений θ' -фазы на дислокациях матрицы, в то время как основной объем матрицы содержит мелкодисперсные частицы когерентной θ'' -фазы. Более крупные пластинки θ' -фазы увеличивают степень местного понижения плотности выделений θ'' -фазы.

Дислокации, увеличивающие неоднородность распределения выделений, могут образовываться под действием закалочных напряжений. Такие напряжения появляются вследствие неодинаковой усадки сплава при охлаждении, если закаливается образец имеет площадь поперечного сечения, достаточную для возникновения в нем значительных градиентов температуры. Образующиеся в результате ряды дислокаций называют закалочными полосами.

Включения. Имеющиеся в пересыщенном твердом растворе частицы второй фазы могут нарушить равномерное распределение выделений, образующихся во время старения, двойко. Во-первых, они могут служить

источником дислокаций в матрице, возникающих под влиянием закалочных напряжений, вызванных неодинаковой усадкой сплава. В свою очередь эти дислокации служат в качестве неоднородно распределенных центров образования зародышей выделяющейся при старении фазы. Во-вторых, поверхность раздела между включением и матрицей может сама по себе быть местом предпочтительного образования зародышей во время старения.

Наличие структурных неоднородностей, образующих подложку для зародышей новой фазы, может привести во время закалки к появлению нежелательных фаз. Это, очевидно, в некоторой степени уменьшает перенасыщение матрицы и, таким образом, последующее старение сплава. Склонность дисперсионно твердеющего сплава к такому поведению называют чувствительностью к закалке.

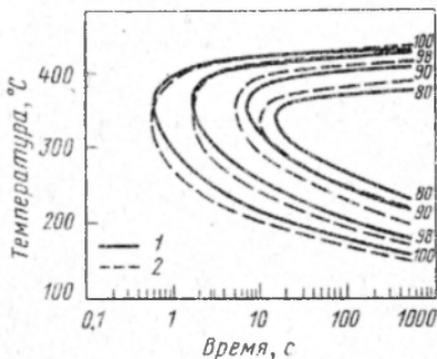
Чувствительность к закалке. Вероятно, чувствительность к закалке возникает в результате комбинации двух факторов. Во-первых, в процессе охлаждения образуются выделения, если скорость охлаждения во время закалки невелика. Эта скорость зависит в некоторой степени от свойств закалочной среды, а также, конечно, от размера и формы подвергаемого термообработке изделия. Скорость охлаждения является функцией отношения площади поверхности к объему. Не всегда целесообразно стремиться к максимальной скорости закалки потому, что как степень коробления или поводки детали, так и величина возникающих в ней остаточных напряжений увеличиваются с ростом скорости закалки.

Во-вторых, важным фактором является концентрация закалочных вакансий, т.е. степень сохранения при низкой температуре концентрации вакансий, которая существовала в условиях термического равновесия при температуре термообработки раствора. Вследствие наличия этих замороженных вакансий образование зон в алюминиевых сплавах при низких температурах старения проходит со скоростью на семь или восемь порядков больше, чем та, которая получается в результате экстраполяции данных для высокотемпературной диффузии. Медленная закалка резко снижает концентрацию таких вакансий и, следовательно, влияет на скорость последующего старения. Поэтому массивные образцы ввиду того что не могут удержать в своей структуре избыточные вакансии, имеют гораздо меньшую скорость упрочнения по сравнению с небольшими образцами.

Впервые диапазон температур, в котором скорость закалки оказывает наиболее значительное влияние на механические свойства материала, подвергнутого старению, был исследован [Fin, Willey] на примере высокопрочного сплава Al-Zn-Mg. Образцы подвергали термообработке, выдерживали определенное время при различных промежуточных температурах, а затем закачивали до комнатной температуры. Твердость образцов после последующего старения помечали точками на графике, построенном в координатах температура промежуточной выдержки — время выдержки, через которые затем провели серию S-образных кривых (рис. 23). Эти кривые представляют пределы прочности и текучести сплава, выраженные в процентах к тем же величинам, полученным при непрерывной закалке.

Скорости охлаждения, которые могут быть представлены зависимостями время – температура, лежащими слева от С-образных кривых (см. рис. 23), обеспечивают получение максимальной прочности сплава, в то время как скорости охлаждения, при которых кривые время – температура пересекают С-образные кривые, позволяют достичь полного упрочнения сплава лишь во время его последующего старения. Как установлено, чувствительность к закалке зависит от структуры сплава и поэтому может быть хотя бы качественно оценена. Таким образом, присутствие вторых фаз может приводить к образованию зародышей выделений во время закалки. Известно, например, что наличие в алюминиевом сплаве марганца или хрома усиливает чувствительность к скоростям охлаж-

Рис. 23. Влияние времени выдержки при постоянной температуре, находящейся в диапазоне закалочных температур, на механические свойства сплава Al – Zn – Mg (цифры у кривых – часть максимальной прочности, %):
1 – предел прочности; 2 – предел текучести



дения при закалке. Указанные элементы добавляют в сплав, чтобы контролировать рост зерна вследствие образования некогерентных частиц интерметаллической фазы. Когерентные вторые фазы, вероятно, в гораздо меньшей степени проявляют себя как центры образования зародышей. К тому же энергия связи между вакансиями и атомами растворенных элементов, видимо, повышает концентрацию замороженных вакансий, но недостаток экспериментальных данных не позволяет сделать обоснованные выводы по этому вопросу.

Контроль над пространственным расположением выделений

Влияние малых добавок. Добавление к дисперсионно твердеющему сплаву небольшого количества легирующего элемента может оказывать влияние на процесс образования выделений по крайней мере четырьмя независимыми путями.

Взаимодействие с вакансиями. В последнее время появилось много работ, посвященных изучению влияния небольших добавок легирующих элементов на свойства алюминиевых сплавов. Было показано, что некоторые из этих добавок оказывают значительное влияние на образование зоны, свободной от выделений. Например, было показано [Polmear], что в системе Al–Zn–Mg небольшие добавки легирующих элементов стимулируют образование зародышей η' -фазы, что приводит к измельчению выделений и их более равномерному распределению. Во время старения при температуре $> T_c$ в сплавах данной системы, легируемых серебром, заметно сужается зона, свободная от выделений, что

объясняют взаимодействием между атомами серебра и вакансиями. В результате этого последние удерживаются внутри матрицы и не мигрируют к границе зерна — стоку вакансий. Взаимодействие между вакансиями и атомами растворенного элемента наблюдали также в сплавах Al—Cu, в которых такие легирующие добавки, как Cd, In или Sn, влияют на изменение кинетики образования зоны и на ширину зоны, свободной от выделений.

Влияние свободной энергии поверхности раздела фаз. Легирующие элементы могут изменять межфазовую энергию и, следовательно, морфологию выделений вследствие сегрегации к поверхности раздела между новой фазой и матрицей. Этот эффект был продемонстрирован [Steward, Martin] для сплавов Al—Si, легированных медью. Простой двойной сплав Al — 0,5 % Si после закалки в воде был подвергнут старению при температуре 230°C. При этом кремний выделился в виде смеси очень мелких (< 1 мкм) пластинок и равноосных частиц. При небольшом повышении температуры старения наблюдают существенное увеличение выделяющихся частиц, например при температуре старения 275°C образуются крупные диски кремния (диаметром нескольких микрон). Добавка к сплаву 0,45 % Cu влияет на морфологию и кинетику роста выделений кремния. Образуются скорей равноосные, чем пластинчатые частицы кремния, скорость роста которых заметно сдерживается при увеличении времени или температуры старения.

Легирование медью, по-видимому, оказывает влияние в основном на скорость роста выделяющихся частиц кремния, а не на скорость их зарождения. Это можно объяснить сегрегацией меди к поверхности раздела частица кремния — алюминиевая матрица или в глубь алюминиевой матрицы, примыкающей к данным частицам, что понижает суммарную энергию поверхности раздела фаз.

Сегрегация к границам зерен. Известно, что некоторые растворенные элементы могут сегрегировать к границам зерен пересыщенных твердых растворов, что приводит к изменениям в последующем процессе выделения фаз при старении. Например, когда двойные сплавы Cu—Be подвергают старению, то после образования когерентных зон CuBe дальнейшее выпадение проходит по схеме прерывистого распада, при котором ячейки по границам зерен растут за счет зон, образующихся при миграции границ зерен. Этот комбинированный процесс выпадения фазы и рекристаллизации приводит к образованию относительно крупнодисперсной интерметаллической фазы и соответствующему значительному снижению твердости сплава. Однако изготавливаемые промышленностью бериллиевые бронзы (1,9 % Be) содержат 0,2 % Ni или Co. Эти элементы, очевидно, сегрегируют предпочтительно к границам зерен меди. Было обнаружено, что во время старения такого тройного сплава процесс прерывистого распада подавлялся, а твердость сплава возрастает (рис. 24):

Изменение свободной энергии выделяющихся фаз. Добавление небольшого количества легирующих элементов может также вызывать такое изменение свободной энергии, что во время старения выпадет другая фаза. Например, при старении тройного сплава

Al — 2,5 % (по массе) Cu — 1,5 % (по массе) Mg сначала образуются зоны Гинье — Престона, содержащие упорядоченные кластеры атомов Cu и Mg. Эти зоны остаются и на второй стадии старения, во время которой на дислокационных линиях, возникших при закалке или во время холодной деформации, образуются сетки S'-выделений (S'-фаза представляет собой деформированную форму фазы Al₂CuMg). Добавление к сплаву 0,5 % Ag значительно изменяет механизм старения. В этом случае имеет место гомогенное зарождение выделений тройной T-фазы, которая доминирует до тех пор, пока не будет достигнут пик твердости, после чего ее сменяет S' - или S-фаза. Такое явление не может возникнуть только в результате взаимодействия между атомами серебра и вакансиями. Считают, что в этом случае имеет место также взаимодействие между атомами Ag и Mg, которое вносит изменения в процессы образования зародышей соответствующих фаз.

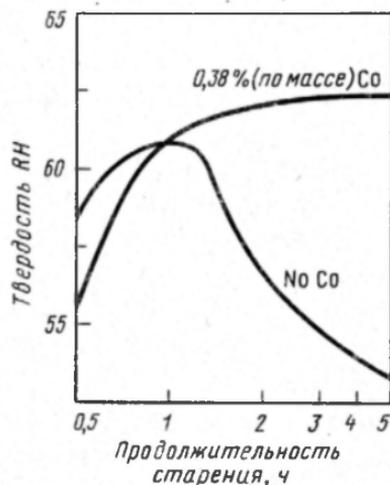


Рис. 24. Предотвращение потери твердости сплавом Cu — 2 % Be во время старения при температуре 316°С с помощью добавления 0,38 % Co

Термомеханическая обработка (ТМО). Когда пересыщенные сплавы подвергают комбинированной механической и термической обработке, то это может вызвать благоприятные изменения в пространственном расположении выделений.

Если алюминиевый сплав подвергают старению в условиях, когда вследствие уменьшения числа вакансий образуются резко выраженные зоны, свободные от выделений, напряжение пластического течения для которых гораздо меньше по сравнению с дисперсно-упрочненным объемом зерна, то деформация будет в основном затрагивать эти ослабленные зоны, а это в свою очередь приведет к малой макроскопической пластичности сплава. Если же после старения сплав слегка наклепывают, а затем снова подвергают старению, то дальнейшее образование выделений будет осуществляться на дислокациях, возникших в процессе деформирования в зоне, свободной от выделений. Так как зона, свободная от выделений, возникает в результате обеднения данного локального объема вакансиями, а нерастворенными элементами, то создание условий для гетерогенного зарождения выделений, вызванного появлением рядов дислокаций, ведет к быстрому образованию выделений.

Следовательно, эффект ТМО может заключаться в том, что наклеп оказывает влияние на процессы выделения новой фазы, или в комбинированном деформационном и дисперсионном упрочнении. Многократная ТМО представляет собой чередование циклов деформирования и отжига

или старения и может быть применена к ряду материалов как ферромагнитных, так и неферромагнитных. Более детально этот вопрос будет рассмотрен после того, как будет исследовано поведение кристаллов, содержащих выделения, при деформировании. Здесь рассмотрим только процессы старения в деформированных металлах.

Пересыщенный сплав деформируют, а затем подвергают старению с целью увеличения плотности выделений в результате создания дополнительных мест для гетерогенного образования зародышей. Процесс старения могут ускорить также избыточные точечные дефекты, возникающие во время деформирования. Очевидно, что скорость выделения новой фазы должна превышать скорость восстановления дислокационной субструктуры. Если металл рекристаллизуется раньше, чем начинается выпадение новой фазы, то его предварительное деформирование не оказывает никакого влияния. Последовательность выпадения фазы и рекристаллизации была изучена [Köster]. При этом рассмотрели температурную зависимость начала обеих реакций.

На основании уравнения (7) время начала выделения фазы (в случае выпадения только одной фазы) может быть записано как $t_p = K_p \exp(\Delta G^* + U_D)/kT$, где K_p — параметр, учитывающий движущую силу зарождения, энтропию и геометрические факторы.

Время начала рекристаллизации можно записать как $t_r = K_r \exp(\Delta G^r/kT)$, где K_r — параметр, включающий движущую силу рекристаллизации, энтропию и геометрические факторы; ΔG^r — энергия активации, необходимая для образования фронта рекристаллизации (она того же порядка, что и величина энергии активации при самодиффузии, но убывает с возрастанием плотности дислокаций и возрастает в результате сегрегации атомов растворенного элемента на дислокациях).

На рис. 25 изображены кривые t_p и t_r в функции температуры и продолжительности отжига. На диаграмме можно выделить три температурных интервала, в каждом из которых процесс рекристаллизации проходит по-разному. Сделано предположение о том, что дислокации оказывают незначительное влияние на продолжительность периода до начала выделения фазы. При плотности дислокаций ρ_1 рекристаллизация всегда заканчивается до начала выделения фазы. При плотности ρ_2 ($\rho_2 < \rho_1$) и $T > T_1$ система однофазна, при $T_2 > T > T_3$ происходит неполная рекристаллизация, но она замедлена эффектом закрепления на выделениях, и только при $T_3 > T$ происходит полная рекристаллизация.

1. Когда температура $> T_1$ (T_1 — температура растворения), выделения новой фазы не происходит и на рекристаллизацию влияет только сегрегация.

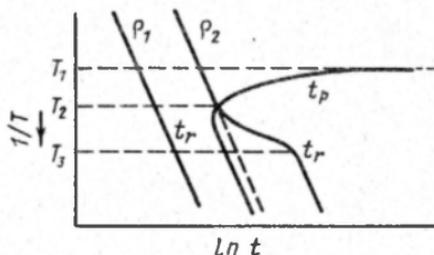
2. Если температура находится между T_1 и T_2 , новая фаза выделяется после завершения рекристаллизации. На рекристаллизацию влияет снова только процесс сегрегации растворенного элемента.

3. При температуре $< T_2$ новая фаза выделяется в деформированной структуре (именно к этому и стремятся при ТМО). Образовавшиеся частицы влияют на процесс рекристаллизации, что, как показано на рис. 25, приводит к отклонению кривой t_r , в сторону большей продолжительнос-

ти периода рекристаллизации. В этом температурном интервале частицы выделившейся фазы оказывают влияние как на перегруппировку дислокаций при образовании фронта рекристаллизации, так и на их миграцию.

Следовательно, для успешного проведения ТМО важно, чтобы температура T_2 была как можно выше. Это означает, что на рис. 25 кривая t_p должна быть расположена как можно левее, а кривая t_r — правее. Согласно первому требованию U_D и ΔG^* должны быть минимальными, поэтому системы, представляющие твердые растворы замещения, в которых диффузия проходит вяло, малоприспособны для ТМО, тогда как твердые растворы внедрения, например раствор углерода в железе (стали), больше подходят для этих целей.

Рис. 25. Зависимость инкубационного периода до выделения фазы t_p и рекристаллизации t_r от плотности дислокаций ρ



Степень упрочнения структуры, которая может быть достигнута при ТМО, будет рассмотрена ниже (гл. 2).

4. КОЛИЧЕСТВЕННАЯ МЕТАЛЛОГРАФИЯ

Для того чтобы количественно оценить зависимость между механическими свойствами и микроструктурой сплавов с дисперсной фазой, необходимо определить пространственное расположение частиц этой фазы. Такая задача является трудной ввиду разнообразия размеров и формы дисперсных частиц и характера их распределения. Поэтому рассмотрим сначала упрощенную, идеализированную ситуацию.

Однородное распределение сферических частиц радиуса r

Объемная доля дисперсной фазы f представляет собой отношение объема, занятого частицами, ко всему объему. При идеально случайном распределении частиц в матрице f также равна отношению площади частиц, находящихся в плоскости шлифа, к площади самого шлифа или отношению суммы длин отрезков случайно проведенной прямой линии, пришедшихся на дисперсные частицы, к длине всей линии.

Если N_V число сферических частиц, приходящихся на единицу объема, то согласно приведенному определению f получим:

$$f = \frac{4}{3} \pi r^3 N_V. \quad (19)$$

Однако N_V не является тем параметром, который можно непосредственно измерить под металлографическим микроскопом. На полированном шлифе частицы выглядят круглыми пятнами радиусом от 0 до r . Легко можно подсчитать число таких частиц N_S на единице площади шлифа. Установим зависимость между N_V и N_S .

Рассмотрим кубик структуры единичного объема и проведем сечение, параллельное одной из его граней. Тогда число пересечений с частицами N_S можно записать как $N_S = N_V p$, где p — вероятность того, что проведенная плоскость пересечет отдельную частицу, случайно разместившуюся внутри кубика единичного объема. Так как из всех секущих плоскостей пересекаются с отдельной частицей только те, которые проходят через перпендикулярный к ним отрезок длиной $2r$, то вероятность пересечения составит $2r$. Таким образом:

$$N_S = 2 N_V r. \quad (20)$$

Полагая, что объемная доля дисперсной фазы численно равна отношению площади частиц, находящихся в плоскости шлифа, к площади самого шлифа, получим: $f =$

$= 4/3 \pi r^3 N_V = N_S \bar{a}$, где \bar{a} – средняя площадь частицы, пересеченной случайно проведенной плоскостью, т.е. $f = 2 N_V r \bar{a}$ или

$$\bar{a} = 2/3 \pi r^2. \quad (21)$$

Несмотря на то что такая методика позволяет измерить истинный размер частицы в непрозрачном образце, рассеяном произвольно проведенной плоскостью, анализ полученных данных довольно сложен, поэтому желательны дальнейшие упрощения.

Линейный анализ. Если через образец параллельно грани куба случайно проведены прямые линии, то число сфер, пересеченных одной линией N_L , можно представить как $N_L = N_V p'$, где p' – вероятность того, что линия пройдет через отдельную частицу, случайно расположенную внутри куба. Так как возможные положения линии занимают единичную площадь, а возможные положения, при которых она проходит через сферу, занимают площадь πr^2 , $p' = \pi r^2$. Следовательно, $N_L = \pi r^2 N_V$. Из выражения (19) $f = 4/3 \pi r^3 N_V = N_L \bar{l}$, следовательно:

$$\bar{l} = 4/3 r, \quad (22)$$

где \bar{l} – средняя длина отрезков линии, проведенной случайно, на протяжении которых она проходит через частицы. Из уравнений (20) и (22) получим выражение для радиуса частицы:

$$r = 2 N_L / \pi N_S. \quad (23)$$

Следовательно, чтобы определить величину r , достаточно подсчитать число частиц, находящихся в произвольном сечении, и число пересечений с этими частицами произвольно проведенной прямой линией. Площадь частиц и длину отрезков пересечения измерять не нужно.

Кроме того, из выражений (20) и (22), исключая r , получим:

$$N_V = 1/4 \pi N_S^2 / N_L. \quad (24)$$

Поэтому, подставляя (23) и (24) в уравнения для f , найдем:

$$f = 8 N_L^2 / \pi N_S. \quad (25)$$

Кроме того, уравнения (23) и (25) дают выражение:

$$f = 4/3 r N_L, \quad (26)$$

которое пригодно для измерения объемной доли однородно распределенной дисперсной фазы, состоящей из сфер одинакового радиуса. На практике эти зависимости можно использовать для приближенного измерения параметров распределения при условии, что разница в размерах частиц невелика.

Параметры распределения частиц. Основные характеристики структуры с дисперсной фазой могут быть выражены через параметры f и r . Расстояние между частицами является функцией этих параметров. Его рассчитывают путем их подстановки в одну из нескольких известных формул [Corti, Cotterill, Fitzpatrick].

Средняя длина свободного пробега (СДП). Средняя длина свободного пробега представляет собой среднее расстояние между поверхностями частиц вдоль любой прямой линии. Для сплавов со случайным распределением частиц значение СДП не зависит от направления, в котором проведена линия, и определяется как

$$\text{СДП} = (1 - f) / N_L. \quad (27)$$

Из уравнений (26) и (27) получим:

$$\text{СДП} = 4/3 r (1 - f) / f. \quad (28)$$

Среднее расстояние между частицами в плоскости. В гл. 2 и 4 будет установлена зависимость между микроструктурой и механическими свойствами сплавов с дисперсной фазой. Расстояние между частицами можно вычислить многими способами. Выбор способа и метод усреднения полученных результатов зависит от особенностей конкретной задачи.

Среднее расстояние λ между центрами двух ближайших частиц, лежащими в произвольной плоскости:

$$\lambda_S = 0,5 N_S^{-1/2}. \quad (29)$$

Однако не всегда этот параметр можно использовать. Так, например, при подсчете числа пересечений скользящей дислокации с препятствиями, лежащими в плоскости ее скольжения в произвольном порядке, следует определять среднее расстояние от частицы до ближайших к ней двух, трех или четырех соседних частиц (вместо одной). Эта задача была рассмотрена [Kocks, Foreman, Makin], и в результате пришли к заключению, чем больше ближайших к частице соседних частиц нужно учитывать, тем сложнее получается выражение для количественной оценки расстояния между ними λ_S^* . Авторы получили следующую зависимость:

$$\lambda_S^* = 1,8 (N_S)^{-1/2} = 1,25 r (2 \pi/3 f)^{1/2}. \quad (30)$$

Уравнение (30) дает правильное описание структуры, если размером частиц по сравнению с расстоянием между их центрами можно пренебречь, т.е. $\lambda \gg r$. В ином случае необходимо рассматривать среднее расстояние между поверхностями частиц λ_S^{**} , которое получают из выражения для λ_S^* вычитанием величины $2r_S$, где r_S — средний радиус сферических частиц радиуса r в произвольном сечении.

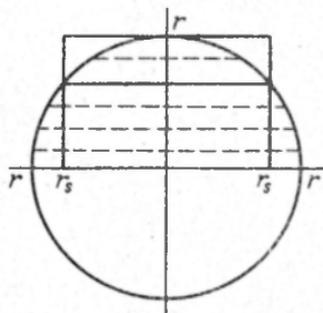


Рис. 26. К определению r_S — среднего радиуса сферической частицы радиуса r в произвольном сечении

Величину r_S можно определить, рассматривая частицу радиуса r , через которую проходит серия параллельных плоскостей (рис. 26). Средний радиус в произвольном сечении r_S подсчитывают, приравняв объем полусферы радиуса r к объему цилиндра радиусом r_S и высотой r : $2/3 \pi r^3 = \pi r_S^2 r$, т.е.

$$r_S = \sqrt{2/3} r. \quad (31)$$

Отсюда среднее расстояние между поверхностями частиц

$$\lambda_S^{**} = \lambda_S^* - 2 \sqrt{2/3} r. \quad (32)$$

Однородное распределение тонкопластинчатых или игольчатых частиц

Приведенный выше анализ размера частиц был распространен [Fullman] на структуры с дисперсными частицами в виде дисков постоянного радиуса и толщины и с частицами в виде одинаковых игл. Здесь не приведены полученные результаты, так как при выводе математических зависимостей между структурой сплава и его свойствами обычно делают упрощающее допущение, считая, что дисперсная фаза состоит из равноосных частиц.

Распределение сферических частиц по размерам

У реальных сплавов с дисперсной фазой микроструктура состоит из дисперсных сферических частиц неодинакового размера. Металлографические исследования показывают, что в каждой из нескольких типов имеющихся дисперсных фаз (см. гл. 1, п. 1) имеется распределение частиц по размерам. Подробно этот вопрос был рассмотрен и были приведены методы графического и аналитического построения функций распределения [Ehner].

При графическом представлении данных чаще всего изображают гистограмму (рис. 27), на которой указывают относительную частоту случаев появления частиц всех классов крупности, наблюдаемых в данной фазе. По такой гистограмме может

быть построена затем кумулятивно-частотная кривая распределения, охватывающая все частицы от x_{\min} до x_{\max} (где x — измеряемый размер частицы).

Чтобы сравнить между собой полученные распределения, желательно знать математическую зависимость, которой описывается распределение частиц по размерам. Для описания распределения размеров зерен и частиц обычно используют нормальный закон распределения, т.е. распределение Гаусса в полулогарифмических координатах. Если N — частота наблюдения частицы размера d , а общее число наблюдений

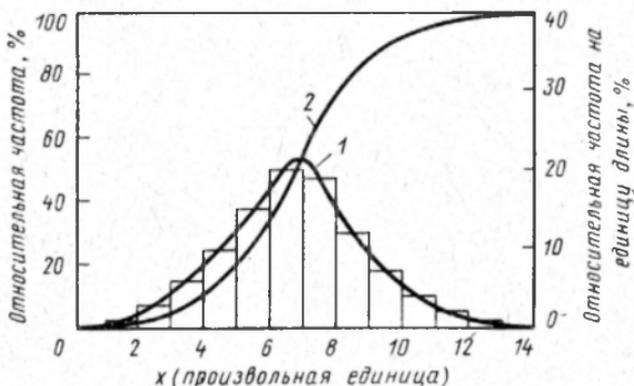


Рис. 27. Относительно-частотная (1) и кумулятивно-частотная (2) кривые

обозначить через ΣN , то выражение для определения среднеарифметического размера частицы запишется следующим образом:

$$M_a = \Sigma Nd / \Sigma N. \quad (33)$$

Стандартное отклонение σ_a является мерой дисперсии наблюдений. Его вычисляют по следующей формуле:

$$\sigma_a = (\Sigma [N(d - M_a)^2] / \Sigma N)^{1/2}. \quad (34)$$

В случае нормального распределения обычно подсчитывают среднее геометрическое:

$$\lg M_g = \Sigma (N \lg d) / \Sigma N. \quad (35)$$

Стандартное геометрическое отклонение находят как

$$\lg \sigma_g = (\Sigma [(\lg d - \lg M_g)^2] / \Sigma N)^{1/2}. \quad (36)$$

Тогда уравнение кривой, описывающее нормальное распределение частиц определенного размера (рис. 26), можно записать следующим образом:

$$N = [\Sigma N / (2 \pi)^{1/2} \lg \sigma_g] \exp [-(\lg d - \lg M_g)^2 / 2 (\lg \sigma_g)^2]. \quad (37)$$

Расчет величин M и σ может оказаться трудоемким. Чтобы его упростить, используют метод графического решения. Кривые наносят на логарифмическую бумагу. Кумулятивно-частотная кривая, построенная в полулогарифмических координатах, превращается в прямую линию. На рис. 28 показаны некоторые экспериментальные данные, представленные таким образом. Изображены нормальные распределения частиц по размерам для ряда сплавов, в которых происходит выделение новых фаз, а также нормальное распределение размеров зерен, наблюдавшееся в образце α -латуни. M_g соответствует размеру, частота появления которого равна 50%, а σ_g можно вычислить из соотношения:

$$\sigma_g = \frac{\text{размер, соответствующий кумулятивной частоте, } 84,13\%}{\text{размер, соответствующий кумулятивной частоте, } 50\%} - \frac{\text{размер, соответствующий кумулятивной частоте, } 50\%}{\text{размер, соответствующий кумулятивной частоте, } 15,87\%}$$

Делают вывод [Ехлер], что, несмотря на отсутствие удовлетворительного теоретического обоснования, закон нормального распределения может быть применен при обработке любых экспериментальных результатов независимо от величины ошибки эксперимента.

Имеются хорошо известные соотношения между средним геометрическим и средним арифметическим и стандартными отклонениями. Если, например, \bar{d}_g и \bar{d}_a — средний геометрический и средний арифметический размеры частиц, то

$$\begin{aligned} \ln \bar{d}_g &= \ln \bar{d}_a - 0,5 (\sigma_a / \bar{d}_a)^2, \\ \ln^2 \sigma_g &= (\sigma_a / \bar{d}_a)^2. \end{aligned} \quad (38)$$

Если распределение частиц по размерам известно, то можно подсчитать среднее расстояние между частицами. Подставляя в (30) вместо радиуса частицы ее диаметр $d = 2r$, получим $\lambda_S^* = 1,2 (\pi/6 f)^2$, а среднее расстояние между частицами в произвольной плоскости, если дано распределение частиц по размерам, можно записать [Ashby, Ebeling], как

$$\lambda_S^* = 1,2 [(\pi/6 v \phi) (1 + \sigma_a^2 / \bar{d}_a^2)]^{1/2} \bar{d}_a. \quad (39)$$

Распределение частиц по размерам в процессе коагуляции выделений. Если после завершения выпадания дисперсной фазы выдерживать сплав при повышенной температуре, начинается постепенное укрупнение выделившихся частиц, причем частицы больших размеров растут за счет более мелких, а среднее расстояние между части-

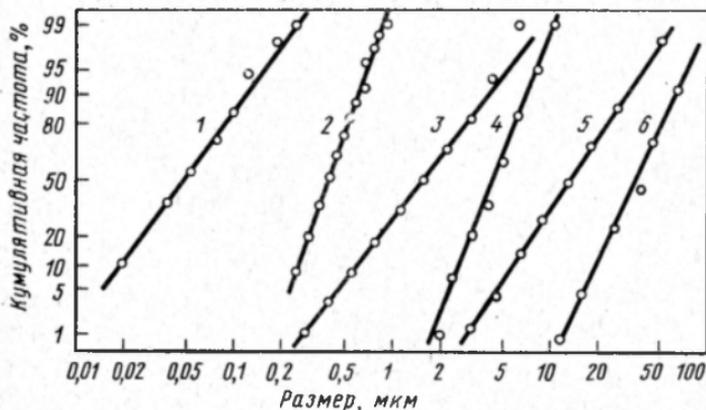


Рис. 28. Распределение по размерам зерен и частиц различных сплавов, построенное в полулогарифмических координатах:

1 — частицы SiO_2 в меди; 2 — цементит в стали с 0,21 % C; 3 — карбиды W в сплаве WC — 10 % (по массе) Co; 4 — зерна в пористом сплаве Ni — Al; 5 — сферические частицы железного порошка; 6 — зерна α -латуни

цами со временем возрастает. Движущей силой этого процесса, известного как "созревание Оствальда", является тенденция к сокращению суммарной площади внутренних межфазных границ, которая будет проявляться тем сильнее, чем выше межфазовая энергия.

Была теоретически объяснена кинетика процесса укрупнения [Wagneretal], а механизмом, контролирующим скорость процесса, может быть реакция раствора на межфазной границе частица — матрица или диффузия растворенных элементов через матрицу. Было показано, что стабильное распределение частиц по размерам $f(r, t)$, к которому приходят при любом начальном распределении, зависит от того, какой из двух механизмов контролирует скорость процесса.

В случае, если таким механизмом является диффузия, то

$$f(r, t) = f'(t) \rho^2 h(\rho), \quad (40a)$$

где $\rho = r/r$, а $h(\rho) = [(3/(3+\rho))]^{7/3} [\frac{3}{2}/(\frac{3}{2}-\rho)]^{11/3} \exp[-\rho(\frac{3}{2}-\rho)]$ для $\rho < (3/2)$ и $h(\rho) = 0$ для $\rho \geq (3/2)$.

Здесь \bar{r} – среднеарифметический радиус частиц, а $f'(t)$ зависит только от времени. Функция $\rho^2 h(\rho)$ имеет следующие характеристики: резкий спад при $\rho = 3/2$; максимум при $\rho = 3/2$; $\int_0^{\infty} \rho^2 h(\rho) d\rho = 9/4$.

Если скорость процесса контролирует реакция раствора на межфазной границе, тогда

$$f(r, t) = f''(t) \rho h'(\rho), \quad (406)$$

где $h'(\rho) = [2/(2-\rho)]^2 \exp[3\rho(\rho-2)]$, если $\rho < 2$
и $h'(\rho) = 0$, если $\rho \geq 2$.

Разница между распределением частиц по размерам по уравнениям (40а) и (40б) была использована для того, чтобы установить механизм роста частиц карбида ванадия в никеле во время спекания в жидкой фазе (т.е. спекания при температуре выше температуры плавления никелевой матрицы) [Exner, Santa Marta, Petzow]. Спекание приводит к образованию правильной структуры почти сферических зерен VC в никелевой матрице. Распределение частиц по размерам количественно определили металлографически, а затем сравнили с предсказанным по уравнениям (40а) и (40б), а также с нормальным распределением. Результаты сравнения (рис. 29)

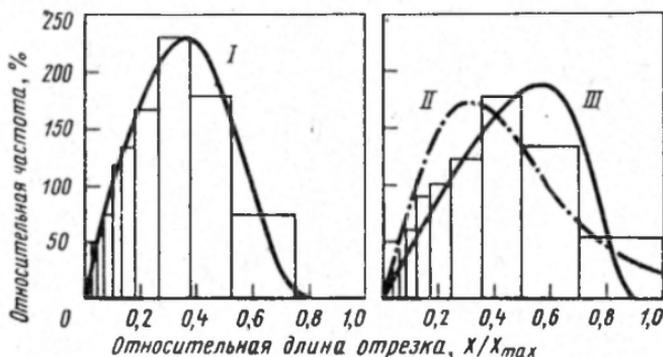


Рис. 29. Сравнение теоретического и экспериментального (гистограмма) распределений частиц VC в никелевой матрице (образец отжигали 16 ч при температуре 1500°C):

I – контролируется реакцией; II – нормальное распределение; III – контролируется диффузией

показывают, что наблюдаемое распределение частиц VC по размерам соответствует процессу коагуляции, в котором контролирующим скорость процесса механизмом является реакция между раствором и выделениями VC в жидком металле, а не скорость диффузии атомов в матрице.

Наблюдают хорошее совпадение экспериментальных данных с кривой, построенной при условии, что скорость процесса контролируется реакцией, и значительное расхождение с кривой, построенной при условии, что скорость процесса контролируется диффузией, а также с кривой нормального распределения, часто экспериментально наблюдаемой в двухфазных микроструктурах.

Разобрав структуру дисперсионно твердеющих сплавов, перейдем к рассмотрению ее взаимосвязи с механическими свойствами. В гл. 2 рассмотрим пластическое течение и деформационное упрочнение дисперсионно твердеющих структур.

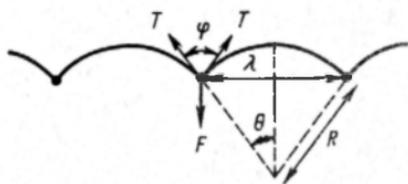
Глава 2. ПЛАСТИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ И ДЕФОРМАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ В ОТСУТСТВИЕ ВОЗВРАТА

1. НАПРЯЖЕНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В ДВУХФАЗНЫХ СПЛАВАХ

Напряжение, требуемое для начала пластического течения, можно подсчитать довольно точно: это напряжение, необходимое для того, чтобы переместить дислокацию на большие расстояния через массив выделений. Для пластического течения это напряжение является пороговым, а теоретические представления об упрочняющей роли выделений второй фазы основаны на следующей модели. Скользящая дислокация выгибается между выделениями, как показано на рис. 30, и когда угол наклона φ между двумя плечами дислокации достигнет определенной критической величины, она отрывается от препятствия. Назовем это значение φ углом отрыва, а соответствующая ему прочность включения F связана с натяжением дислокации соотношением

$$F = 2 T \cos (\varphi/2). \quad (41)$$

Рис. 30. Дислокация, удерживаемая препятствиями



Если угол отрыва $\varphi = 0$, то частица представляет собой непроходимое препятствие, когда же $\varphi > 0$, то частица может быть перерезана скользящей дислокацией усилием реза, равным F . Рассмотрим отдельно каждый из двух типов взаимодействия.

Перерезание частицы

Напряжение сдвига, необходимое для перерезания частицы дислокацией, может быть связано с F следующим образом. Приложенное напряжение сдвига τ вызывает выгибание дислокации с вектором Бюргерса b в петлю с радиусом кривизны R , где

$$\tau b = T/R. \quad (42)$$

Из рис. 30 можно видеть, что

$$2 R \sin \theta = \lambda, \quad (43)$$

поэтому $\tau b = 2 T \sin \theta / \lambda$. Но так как $\theta = \pi/2 - \varphi/2$, то из уравнения (41) находим:

$$\tau b = F/\lambda, \quad \tau b \lambda = F. \quad (44)$$

Одним из важнейших параметров, входящих в это фундаментальное выражение, является эффективное расстояние λ между частицами. Для частиц, которые могут быть перерезаны скользящей дислокацией, приближенное значение этого параметра дается зависимостью Фриделя.

Фридель предположил, что во время пластического деформирования дислокация имеет неизменную конфигурацию, а именно, что в каждый момент времени дислокация прорывается через одно препятствие B

(рис. 31), а ее выгибающаяся под действием приложенного напряжения петля касается другого, только одного, препятствия B' . У многих промышленных сплавов (например, алюминиевых) концентрация выделений достаточно мала для того, чтобы можно было применить эту теорию "точечного препятствия".

Следовательно, каждый раз, когда происходит перерезание частицы, дислокация перемещается в плоскости скольжения в новое положение, оставляя за собой площадь A (заштрихованная область на рис. 31). В среднем, величина A обратно пропорциональна количеству частиц на единицу площади плоскости скольжения. Если среднее расстояние между частицами в плоскости скольжения равно l , а N_s — количество частиц на единицу площади плоскости скольжения, то для регулярного массива частиц, образующих прямоугольную сетку:

$$l = N_s^{-1/2}, \quad A = l^2. \quad (45)$$

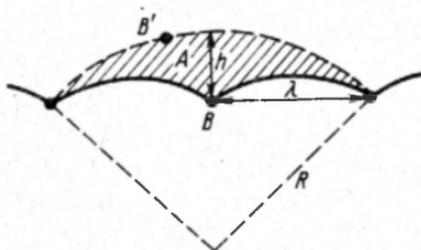


Рис. 31. Взаимодействие дислокаций с точечными препятствиями, по Фриделю

Из рис. 31 видно, что площадь, которую оставляет за собой дислокация после перерезания одной частицы, приблизительно равна произведению $h\lambda$, поэтому

$$l^2 = h\lambda. \quad (46)$$

Кроме того, из геометрических построений (рис. 31) следует, что

$$\lambda^2 = 2hR \text{ при } h \ll R. \quad (47)$$

Решая совместно уравнения (46) и (47) относительно h , получим:

$$\lambda^3 = 2l^2R = l^2\lambda/\cos(\varphi/2). \quad (48)$$

Таким образом, расстояние между препятствиями зависит от величины угла отрыва φ , т.е. от F [см. уравнение (41)], поэтому чем прочнее частица, тем меньше величина λ . Тогда уравнение (48) можно переписать в виде $(\lambda/l)^2 = \sec(\varphi/2) = 2T/F$. Преобразовав его относительно λ и подставив в уравнение (44), получим выражение для напряжения пластического течения:

$$\tau = F^{3/2}/bl (2T)^{1/2}. \quad (49)$$

Подставляя F из уравнения (41), получим:

$$\tau = 2T[\cos(\varphi/2)]^{3/2}/bl. \quad (50)$$

Данное уравнение было выведено, исходя из предположений о малости угла отрыва и регулярном прямоугольном массиве частиц. Расчеты на ЭВМ, выполненные [Foreman, Makin] для случайного расположения препятствий, показали, что данное уравнение является хорошей аппроксимацией, за исключением случая прочных препятствий, когда $\tau \rightarrow 0$. Поэтому

авторы этой работы предложили эмпирическое уравнение, которое применимо для препятствий любой прочности:

$$\tau = 2 T(0,8 + 0,2\varphi/\pi) \cos(\varphi/2)^{3/2}/bl. \quad (51)$$

Следовательно, для того, чтобы теоретически оценить напряжение пластического течения при наличии частиц, разрезаемых скользящими дислокациями ($\varphi > 0$), нужно подсчитать силу F , необходимую для того, чтобы разрезать частицу, по уравнению (49) или величину угла отрыва по уравнению (50). Существует несколько возможных источников возникновения перерезывающей силы F .

1. *Когерентное упрочнение* появляется в результате действия в матрице вокруг частицы, когерентно связанной с ней, напряжений.

2. *Поверхностное или химическое упрочнение* появляется при перерезании частицы дислокацией за счет энергии, расходуемой на создание дополнительной межфазной границы частица — матрица.

3. *Упрочнение, вызываемое упорядочением*, возникает в результате дополнительной работы, требуемой для создания антифазной границы, в том случае, когда дислокации проходят через выделения, образующие упорядоченную решетку.

4. *Упрочнение, вызываемое дефектами упаковки*, появляется, когда существует разница между энергией дефектов упаковки в частице и в матрице, если и та, и другая имеют г.ц.к. или г.п.у. решетки.

5. *Упрочнение, связанное с различиями модуля сдвига*, возникает из-за разных модулей упругости матрицы и частицы.

Рассмотрим перечисленные механизмы по очереди и разберем экспериментальные данные, подтверждающие предсказания теории.

Когерентное упрочнение. Используя уравнение (49), определим значение напряжения пластического течения τ в том случае, когда перерезывающая сила F возникает из-за деформаций, связанных с появлением когерентных выделений. Согласно уравнению (45) $\tau = N_S^{-1/2}$, а, если r — радиус частицы, а f — объемная доля выделений, мы можем записать [см. уравнение (20)]:

$$N_S/2r = 3f/4\pi r^3 = 3f/2\pi r^2 = 1/l^2. \quad (52)$$

Для идеально сферических включений радиусом r , содержащих материал с атомным объемом $(1 + \delta)^3$, где атомный объем матрицы принят за единицу, получаем, что на выделение действует гидростатическое давление $p = 3K(\delta - e)$. Здесь $e = eK\delta/[3K + 2E/(1 + \nu)]$, K — объемный модуль упругости выделения; E и ν — модуль Юнга и коэффициент Пуассона матрицы.

Деформация матрицы представляет собой сдвиг без расширения. На расстоянии R от выделения деформация сдвига находится соотношением er^3/R^3 . Максимальная деформация и максимальное напряжение возникают на поверхности раздела частица — матрица, т.е. когда $R = r$, а для краевых дислокаций соответствующее напряжение приблизительно равно G_e . Таким образом, когда дислокация приближается к частице, то на нее будет действовать удельная сила (на единицу длины) величиной $G_e b$. Эта

сила действует на длине дислокации, равной диаметру частицы, следовательно:

$$F \approx 2 G e r b = k G e r b, \quad (53)$$

где k — числовая константа, значение которой лежит между 3 и 4. Подставляя уравнения (53) и (52) в (49) и полагая $T = 0,5 G b^2$, найдем:

$$\tau = k^{3/2} G e^{3/2} (r/b)^{1/2} (3/2 \pi)^{1/2} f^{1/2}. \quad (54)$$

Таким образом, теория предсказывает, что напряжение пластического течения должно быть пропорционально $f^{1/2}$ и $r^{1/2}$.

Трудность экспериментальной проверки данной модели заключается в том, чтобы найти сплав только с одним типом упрочнения. Вопрос о том, как объединить более чем один упрочняющий эффект, не привлекал до

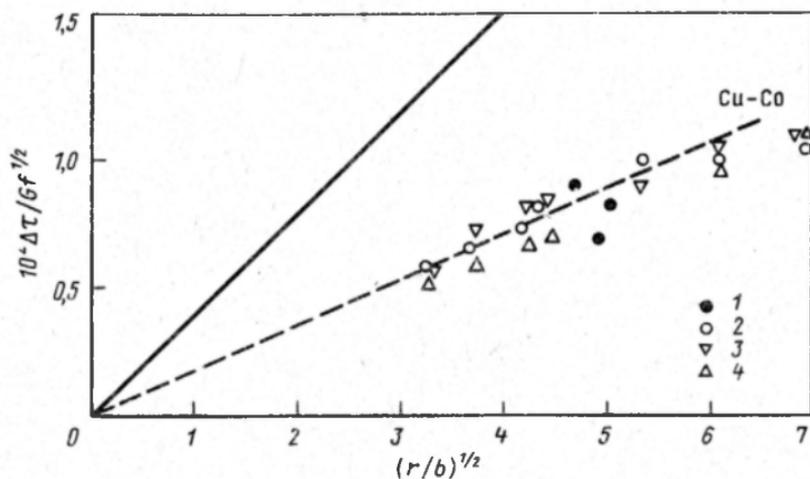


Рис. 32. Расчетные (—) и экспериментальные (---) значения напряжения пластического течения для сплавов системы Cu — Co:

1—4 — содержание кобальта, соответственно равное 0,6; 1,4; 2,0; 3,2 % (по массе)

сих пор должного внимания. Авторы работы [Witt, Gerold] измерили проекцию критического касательного напряжения сплавов системы Cu—Co, содержащих когерентные включения кобальта с решеткой г.д.к., и полученные ими данные согласовывались с рассчитанными по формуле (54).

Чтобы варьировать значения f и r , изменяли содержание кобальта в сплаве и режим старения. Как показано на рис. 32, полученные данные укладываются на прямую линию, когда $(r/b)^{1/2} = 5,3$ при выбранном значении $r = 7,2$ нм. Если на основе структурного анализа принять величину параметра несоответствия решеток равным 0,016, то экспериментальные значения напряжения пластического течения дают расхождение с подсчитанными по уравнению (54) приблизительно наполовину, что говорит о несовершенстве данной теории.

Поверхностное или химическое упрочнение. Авторы работы [Harkness, Hren] рассмотрели влияние возрастания площади межфазной границы выделение — матрица в то время, когда дислокация перерезает частицу, на

приращение напряжения пластического течения $\Delta\tau$. Они составили уравнение энергетического баланса для работы, затрачиваемой во время начала течения, на образование дополнительной площади поверхности. т.е.

$$Fb = \sigma_s \Delta A, \quad (55)$$

где F — усредненная сила, действующая по возросшей площади ΔA ; σ_s — удельная энергия. Так как F зависит от прочности препятствия, то, используя уравнение (41), можно записать:

$$Fb = \Delta\tau b^2 \lambda \langle d \rangle / \langle d_{\max} \rangle. \quad (56)$$

Увеличение площади поверхности межфазной границы зависит от расстояния между плоскостью скольжения и "экватором" частицы, через которую проходит дислокация, поэтому отношение средней длины хорды

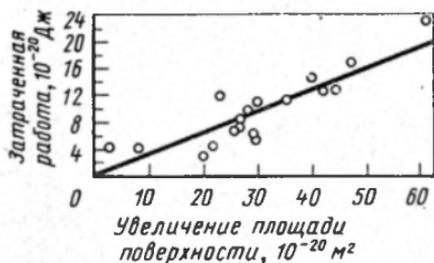


Рис. 33. Зависимость между работой, затраченной во время скольжения в двухфазных кристаллах сплава Al—Zn при температуре 77 К, и увеличением площади межфазной границы выделение — матрица

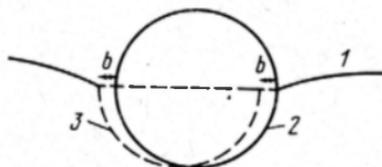


Рис. 34. Выделение, перерезаемое винтовой дислокацией: 1 — дислокация; 2 — ниже плоскости скольжения; 3 — выше

к ее максимальной длине $\langle d \rangle / \langle d_{\max} \rangle$ будет равным отношению средней и максимальной площадей, образующихся при скольжении.

Было измерено [Harkness, Hren] увеличение проекции критического касательного напряжения монокристаллов сплава Al—Zn при температуре 77 К в функции от объемной доли и среднего размера зоны Гинье — Престона. Зная геометрию дисперсной фазы, они подсчитали значение ΔA , входящего в уравнение (55). На рис. 33 представлены полученные ими результаты сравнения работы, затраченной во время скольжения, с соответствующим увеличением площади межфазной границы выделение — матрица. Здесь приведены данные для объемной доли зон Гинье — Престона, изменяющейся от 1,45 до $> 30\%$, и для среднего диаметра зон, лежащего в пределах 0,8—9 нм. Несмотря на некоторый разброс точек, полученные данные укладываются на прямую линию, наклон которой соответствует удельной энергии создания новой поверхности σ_s и дает значение энергии на квадратный метр, равное 0,32 Дж, что не более чем в два раза отличается от результатов экспериментального измерения этого параметра.

Рассматривая силу, действующую на винтовую дислокацию, когда она проходит через когерентное выделение (рис. 34), можно получить простую оценку увеличения напряжения пластического течения вследствие хи-

мического упрочнения. Если дислокация продвигается на расстояние δx , площадь поверхности возрастает на $2 b \delta x$. Следовательно, применяя принцип виртуальной работы, получим:

$$F = 2 \sigma_s b, \quad (57)$$

а из уравнений (49), (52) и (57), полагая $T = 0,5 G b^2$, найдем:

$$r = 2 (3/\pi)^{1/2} G (\sigma_s / G b)^{3/2} (b/r) f^{1/2}. \quad (58)$$

Аналогичные результаты могут быть получены для краевой дислокации. Как видно из уравнения (58), если при старении объемная доля выделений не изменяется, то чем меньше размер частиц, тем выше прочность. Было предположено [Brown, Ham], что зоны Гинье — Престона в сплавах Cu—Be вызывают химическое упрочнение, но достоверные данные на этот счет отсутствуют.

Упрочнение, вызываемое упорядочением. Когда дислокация проходит через упорядоченные выделения, образуется антифазная граница с удельной поверхностной энергией σ_{apb} . Предполагая, что дислокация лежит вдоль диаметра сферической частицы, можно оценить максимальное возникающее усилие:

$$F = 2 r \sigma_{apb}. \quad (59)$$

Из уравнений (49), (52) и (59) получим:

$$\tau = (\sigma_{apb} / 2 b) (3 \sigma_{apb} f r / \pi T)^{1/2}. \quad (60)$$

Уравнение (60) объясняет, что при старении возрастание τ связано с увеличением r при данной объемной доле, и показывает, почему упрочнение, вызываемое упорядочением, считают очень важным упрочняющим механизмом для никелевых сплавов, в которых могут присутствовать большие объемные доли упорядоченной γ' -фазы (Ni_3Al , Ni_3Ti или Ni_3AlTi).

Сложность, которая обычно возникает для сплавов, содержащих упорядоченные включения, заключается в том, что дислокации движутся парно. Вторая дислокация уничтожает разупорядочение (антифазную границу), созданное первой дислокацией, как это показано на рис. 35. В работе [Brown, Ham] подсчитали, что если первая дислокация удовлетворяет условию Фриделя, то вторая гнется через границу антифазного домена, оставаясь лишь в частицах, которые она пересекает. Так как величина τ возрастает от нуля, то первая дислокация выгибается вперед больше, чем вторая, и усилие, толкающее ее вперед, значительно возрастает при пересечении второй дислокацией разупорядоченных частиц. Были получены для разных размеров частиц два выражения для τ , соответствующих движению парной дислокации, при $\pi T f / 4 \sigma_{apb} < r < T / \sigma_{apb}$:

$$\tau = (\sigma_{apb} / 2 b) [(4 \sigma_{apb} r f / \pi T)^{1/2} - f]; \quad (61)$$

$$\tau = (\sigma_{apb} / 2 b) [(4 f / \pi)^{1/2} - f], \quad r > T / \sigma_{apb}. \quad (62)$$

Было исследовано [Chaturvedi, Lloyd, Chung] пластическое поведение γ' -фазы дисперсно-упрочненных жаропрочных сплавов системы Co—Ni—Cr, содержащих различные объемные доли упорядоченной фазы Ni_3Ti . Если эти частицы γ' были меньше 2,8 нм в диаметре, то скользящие дис-

локации перерезали их. Было замечено, что вклад фазы γ в упрочнение никелевых сплавов очень мал и им можно пренебречь, так же, как и в случае химического упрочнения. Аналогично упрочнение, вызванное дефектами упаковки (см. далее), также не вносит заметного вклада в повышение прочности сплава, поэтому сравнение с экспериментальными данными было выполнено только для когерентного упрочнения и упрочнения, вызываемого упорядочением.

На рис. 36 приведены экспериментальные и расчетные значения приращения напряжения сдвига $\Delta\tau$, возникающего из-за когерентного упрочнения [уравнение (54)] и упрочнения, вызываемого упорядочением [урав-

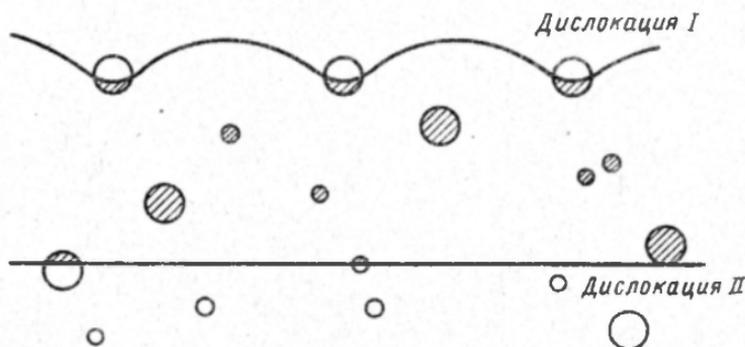


Рис. 35. Движение парных дислокаций через кристалл, содержащий выделения упорядоченной фазы. Заштрихованы частицы, внутри которых есть антифазные границы

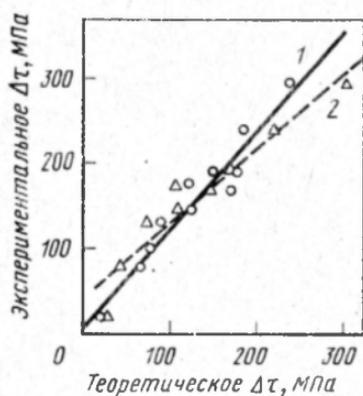


Рис. 36. Значения $\Delta\tau$ на ранних стадиях старения жаропрочного сплава системы Co - Ni - Cr: 1 - по уравнению (61); 2 - по уравнению (54)

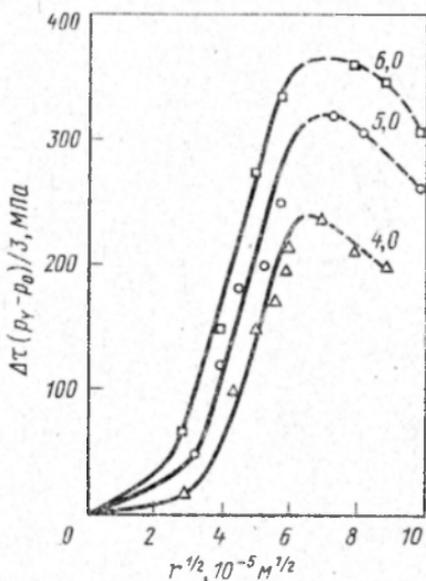


Рис. 37. Изменение $\Delta\tau$ в функции от $r^{-1/2}$ для жаропрочного сплава системы Co - Ni - Cr; цифры у кривых - содержание Ti, % (по массе)

нение (61)]. Как видно из рисунка, экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются с той и с другой моделью.

Чтобы определить все-таки механизм упрочнения, действующий в данном случае, были построены графики в координатных осях $\Delta\tau$ и $r^{1/2}$. Уравнение (54) предсказывает, что в случае когерентного упрочнения такой график должен быть линейным и проходить через начало координат, согласно же уравнению (61) график должен представлять собой прямую линию, которая не проходит через начало координат. Как видно из рис. 37, экспериментальные точки, нанесенные в данной системе координат, не позволяют провести через них прямую линию, которая проходила бы через начало координат. Отсюда можно сделать вывод о том, что, когда в данном сплаве скользящие дислокации пересекают частицы выделений,

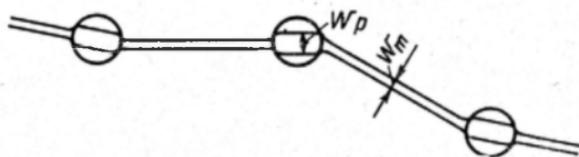


Рис. 38. Конфигурация дислокации, диссоциирующей на частичные с равновесной шириной дефекта упаковки w_m в матрице и w_p в частицах

напряжение пластического течения определяется механизмом упрочнения, вызываемого упорядочением.

Упрочнение, вызываемое дефектами упаковки. Энергия расщепленной дислокации убывает, если энергия дефекта упаковки, образовавшегося между составляющими ее частичными дислокациями, понижается. Авторы работы [Hirsch, Kelly] первыми высказали предположение о сильном взаимодействии между дислокациями и частицами, в которых энергия дефекта упаковки σ_{sfm} гораздо меньше, чем в матрице σ_{sfp} .

Когда длинная прямая дислокация диссоциирует на частичные с равновесной шириной дефекта w_m , движется через большую частицу с пониженной энергией дефектов упаковки и расщепляется далее в дефект шириной $w_p > w_m$ (рис. 38), уменьшение энергии на единицу длины составляет $\Delta E = K(\theta) \ln(w_p/w_m)$. Параметр $K(\theta) \approx Gb_p^2/4\pi$ для металлов с плотноупакованной решеткой, где b_p — длина вектора Бюргера каждой частичной дислокации. Этот параметр зависит от θ (угол между линией дислокации и вектором Бюргера), так, что для краевой дислокации он больше, чем для винтовой (при коэффициенте Пуассона $\nu = 0,33$, параметр $K(\theta) = 2,33$).

Дислокация должна оторваться от частиц при локальном напряжении:

$$\tau' \approx \Delta\sigma/b, \quad (63)$$

где $\Delta\sigma = \sigma_{sfm} - \sigma_{sfp}$. Это напряжение противоположно по знаку напряжению, возникающему при упорядочении, но сравнимо с ним по величине. При данном механизме упрочнения зависимость τ от r имеет вид:

$$\tau = (8/\pi)^{1/2} G (\Delta G/Gb)^{3/2} (r/b)^{1/2} f^{1/2} I_m, \quad (64)$$

где I_m — комплексная функция r и энергии дефектов упаковки Величины τ , рассчитанные по данному уравнению, удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента. В таких системах, как, например, сплав $Al - 4\% Ag$, дислокации могут притягиваться к зонам Гинье — Престона (см. рис. 38) из-за того, что энергия дефектов упаковки у серебра (~ 20 мДж/м²) меньше, чем у алюминия (~ 200 мДж/м²).

Упрочнение, связанное с различиями модуля сдвига. Известно, что энергия дислокации представляет собой функцию модуля сдвига решетки, в которой существует поле деформаций, создаваемое дислокацией. Поэтому пересечение дислокации с частицей, модуль сдвига которой отличается от модуля сдвига матрицы, вызывает изменение энергии, а следовательно, и силы. Крайним случаем является пересечение с порой, которая представляет собой область, где упругая энергия уменьшается до нуля.

В работе [Kelly] приводится выражение для τ при $r > 2b$:

$$\tau = \frac{\Delta G}{4\pi^2} \left(\frac{3\Delta G}{Gb} \right)^{1/2} (0,8 - 0,143 \ln \frac{r}{b})^{3/2} r^{1/2} f^{1/2}, \quad (65)$$

где ΔG — разность модулей сдвига матрицы и выделения; G — модуль сдвига матрицы. Настоящее выражение представляет собой еще одну формулу для τ , в которую входит член $r^{1/2} f^{1/2}$, поэтому попытки определить механизм упрочнения в каком-либо сплаве, где происходит перерезание частиц дислокациями, наталкиваются на значительные трудности. В данном случае одной линейности экспериментального графика, выполненного в координатах прочность — $r^{1/2} f^{1/2}$, недостаточно. Необходимо учитывать также наклон прямой. Наиболее эффективным методом определения действующего механизма упрочнения является построение графика в координатах расчетная величина прочности — экспериментальная величина прочности (см. рис. 36), хотя, как мы уже знаем, это не всегда приводит к желаемым результатам.

Упрочнение при обходе частиц дислокациями.

Образование дислокационных петель по Оровану

Для ряда механизмов упрочнения, как мы видели, с ростом радиуса r перерезаемых дислокациями частиц увеличивается τ ; так как F прямо пропорционально зависит от r . Однако из уравнения (41) следует, что с ростом F угол отрыва φ убывает и в пределе стремится к нулю. При больших значениях F дислокация обходит препятствие, а не перерезает его (рис. 39), соответствующее этому случаю напряжение подсчитывают по уравнению (44), подставляя сюда $F = 2T$ из выражения (41) при $\varphi = 0$. Следовательно:

$$\tau = 2T/b\lambda. \quad (66)$$

Это соотношение является основой широко известного уравнения Орована. В простейшей форме уравнение Орована можно записать, полагая $T = 0,5 Gb^3$:

$$\tau = Gb/\lambda. \quad (67)$$

Данное уравнение часто оказывается вполне пригодным для выполне-

ния приближенных подсчетов с целью определить порядок приращения напряжения пластического течения, возникающего в результате присутствия в матрице неперерезаемых частиц с известным средним расстоянием между ними. Но для того чтобы доказать, что упрочнение сплава есть результат обхода частиц дислокациями, требуется более точный вариант уравнения Орована. Его вывод начнем с рассмотрения следующих параметров.

Среднее расстояние между частицами в плоскости. Как было уже рассмотрено в гл. 1, при расчете взаимодействия между скользящей дислокацией и рядом препятствий, расположенных в ее плоскости скольжения, необходимо ввести понятие о "среднем в плоскости" расстоянии между частицами λ_s . При случайном расположении препятствий эффективное

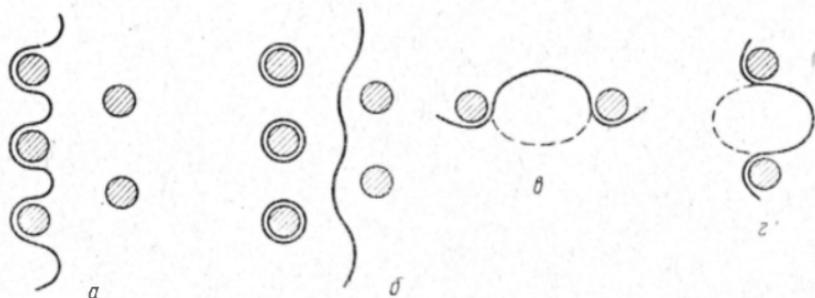


Рис. 39. Выгибание дислокаций между частицами (а), а затем обход частиц с образованием дислокационной петли вокруг каждой из них (б) по Оравану; а – выгибание винтовой дислокации; с – выгибание краевой дислокации

расстояние, подсчитанное по уравнению (30), составляет $1,23 r (2 \pi / 3f)^{1/2}$, поэтому критическое напряжение пластического течения снижается за счет коэффициента $1/1,23$ (т.е. 0,81) до статического показателя. Кроме того, если размером частиц по сравнению с расстоянием между ними пренебречь, то тогда необходимо рассматривать среднее в плоскости расстояние между поверхностями частиц, которое получают, вычитая из λ_s величину $2r_s$ [см. уравнение (32)].

Эффект дислокационной диполи. Эшби рассмотрел эффект взаимодействия между двумя краями изогнутой дислокации, расположенными по разные стороны от частицы (см. рис. 39). Эти отрезки дислокации имеют противоположные знаки, следовательно, между ними возникает сила взаимного притяжения, которая уменьшает величину напряжения, необходимого, чтобы дислокация обошла препятствие. Два края изогнутой дислокации образуют дислокационный диполь, ширина которого равна диаметру частицы $2r_s$. Эшби подсчитал, что напряжение обхода должно быть уменьшено на величину коэффициента $\ln(2r_s/r_0)$, входящего в уравнение для определения осевого растягивающего напряжения дислокации. Здесь r_0 – радиус "ядра" дислокации, в некоторых случаях принимаемый равным величине вектора Бюргерса дислокации b .

Осевое растягивающее напряжение дислокации. Растягивающее напряжение у краевой дислокации больше, чем у винтовой, на величину $(1 -$

$-\nu)^{-1}$. При движении винтовой дислокации, как показано на рис. 39, растяжение дислокации, возникающее при ее выгибании между двумя частями, происходит в основном по краям, тогда как приближающаяся краевая дислокация изгибается так, чтобы превратиться большей частью в винтовую дислокацию. Поэтому на первый взгляд может показаться, что напряжение обхода (напряжение Орована) для краевой дислокации должно быть меньше, чем для винтовой. Это, однако, не так по следующим причинам.

Когда под действием приложенного напряжения растягивается лежащая в плоскости скольжения дислокационная петля, кривизна винтовой дислокации (см. рис. 39, в) будет меньше, чем краевой (см. рис. 39, г). Поэтому среднее расстояние между препятствиями вдоль винтовой дислокации будет больше, чем вдоль краевой, и этот эффект компенсирует разницу в осевом растягивающем напряжении. Другими словами, в уравнении (66) отношение T/λ для краевой и винтовой дислокации постоянно, а подставляемое в уравнение значение T представляет собой среднее геометрическое значение для краевой и винтовой дислокаций.

Вводя три рассмотренных параметра в уравнение (66), получим выражение для более точной теоретической оценки напряжения Орована:

$$\tau = [0,81 Gb/2 \pi(1 - \nu)^{1/2}] \ln(2r_s/r_0)/(\lambda_s - 2r_s). \quad (68)$$

Экспериментальная проверка соотношения Орована. В литературных источниках чаще всего строят график в координатах напряжение пластического течения — параметр, например $(\lambda_s - 2r_s)^{-1}$. Если график получается линейным, то делают вывод о том, что экспериментальные данные согласуются с уравнением Орована. Такое заключение нельзя считать достаточно обоснованным, если наклон экспериментальной прямой не согласуется с величиной, полученной расчетным путем.

На рис. 40 представлены экспериментальные значения напряжения пластического течения для монокристаллов меди, содержащих дисперсные частицы Al_2O_3 или BeO . Исследования проводили при температуре 77 К. Данные нанесены в соответствии с уравнением (68), полученная прямая линия имеет наклон 90 мкм, который согласуется с теоретически предсказанным значением, равным 93 мкм. Эти результаты являются хорошим свидетельством того, что данные кристаллы деформируются в соответствии с процессом Орована. Более того, экспериментальный график пересекает координатную ось τ/G в точке $0,6 \cdot 10^{-4}$, что хорошо согласуется со значением τ/G , равным $0,59 \cdot 10^{-4}$, полученным для чистой меди при той же температуре испытания.

Точно так же можно продемонстрировать обоснованность уравнения Орована для описания пластического поведения поликристаллических сплавов. Измеряют условный предел текучести $p_{0,2}$, соответствующий остаточной деформации 0,2 %. Затем подсчитывают увеличение проекции критического касательного напряжения, происходящее из-за наличия дисперсных частиц, на направление скольжения. Для этого делят значения $(p_{0,2} - p_0)$ для поликристалла на соответствующий коэффициент Тейло-

ра, соотносящий напряжение пластического течения в поликристаллическом теле и критическое касательное напряжение в монокристаллах. Параметр p_0 — условный предел текучести в сплавах, свободных от выделений, соответствующий остаточной деформации 0,2 %.

Такой подход был использован [Chaturvedi, Lloyd, Chung] при изучении ранее упоминавшейся (см. рис. 36) системы Co—Ni—Cr, упрочненной выделениями γ' -фазы. Когда эти сплавы состарили таким образом, что размер частиц фазы Ni_3Ti превышал 5,6 нм в диаметре, то в деформированных образцах, подвергнутых электронной микроскопии на просвет,

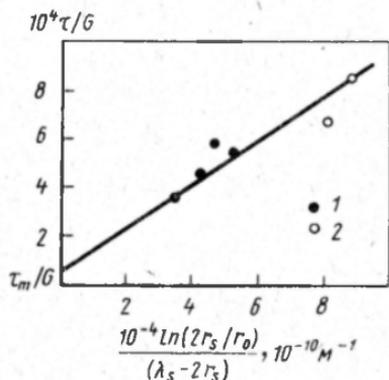


Рис. 40. Напряжение пластического течения для монокристаллов меди, содержащих дисперсные частицы Al_2O_3 (1) или BeO (2) [Gold]

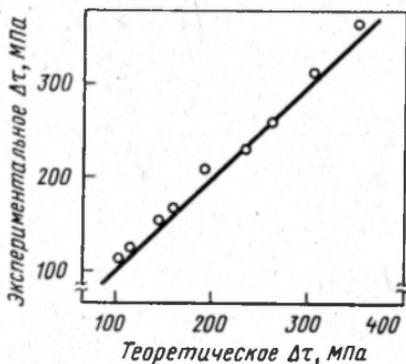


Рис. 41. Сравнение экспериментальных и теоретических значений $\Delta\tau$ для процесса Орована в жаропрочном сплаве Co—Ni—Cr

вместо перерезания частиц дислокациями наблюдали образование дислокационных петель по Оровану.

На рис. 41 представлены значения приращения напряжения пластического течения из-за наличия дисперсной фазы в сравнении с рассчитанными по уравнению (68). Видно, что график представляет собой прямую линию, наклон которой равен $1,004 \pm 0,018$. Результаты, представленные на рис. 41, свидетельствуют о том, что модель Орована позволяет с большой точностью рассчитать напряжение пластического течения. Эти выводы подтверждает работа других авторов, определявших напряжение пластического течения в нержавеющей стали, дисперсно-упрочненной выделениями γ' -фазы.

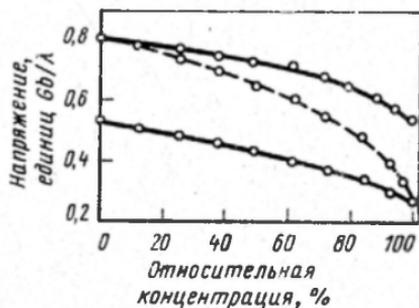
Другой группой материалов, для которой можно ожидать, что зависимость напряжения пластического течения от структуры будет описываться уравнением Орована, являются отпущенные (ферритные) стали, содержащие сфероидизированные карбиды. Здесь проблема заключается в том, что дисперсные карбидные частицы представляют собой, по всей видимости, не единственное препятствие для движения дислокаций. При закалке таких сталей образуется мелкозернистая структура мартенсита с большой плотностью дефектов решетки, например дислокаций. После отпуска структура состоит из карбидов, диспергированных в дислокационной суб-

структуре, причем параметры, контролирующие упрочнение такой структуры, совершенно неизвестны.

Движение дислокации через препятствия разной прочности

Данная проблема была рассмотрена в работе [Foreman, Makin], авторы которой создали программу для расчета на ЭВМ напряжения, под действием которого дислокация движется через ряд препятствий, случайным образом расположенных в плоскости ее скольжения. Они предположили,

Рис. 42. Изменение критического касательного напряжения в зависимости от относительной концентрации двух типов препятствий разной прочности, расположенных случайным образом. Изображены кривые для трех различных сочетаний прочности препятствий каждого типа; углы отрыва составляют: 10 и 90° (верхняя кривая), 10 и 130° (средняя), 90 и 130° (нижняя)



что дислокация будет отрываться от препятствия при определенном значении угла φ , называемом углом отрыва [см. уравнение (41)]. Количество препятствий в расчетах принимали равным 10 000. При решении задачи определяли величину критического касательного напряжения для кристалла, содержащего два типа препятствий с разной прочностью, относительную концентрацию которых изменяли в широких пределах. Предполагалось, что препятствия каждого типа распределены случайным образом. Результаты расчета для трех разных сочетаний прочности препятствий представлены на рис. 42. Здесь λ — параметр прямоугольной кристаллической решетки, учитывающий все препятствия независимо от типа.

Как видно из рис. 42, если препятствия одного типа обладают высокой прочностью ($\varphi = 10^\circ$), то критическое касательное напряжение достигает величины $0,8 Gb/\lambda$, что хорошо согласуется с уравнением (68). Для двух довольно непрочных препятствий (нижняя кривая на рис. 42) величина касательного напряжения может быть очень точно подсчитана как сумма квадратных корней величины напряжений, соответствующих каждому виду препятствий, т.е.

$$\tau^2 = \tau_1^2 + \tau_2^2, \quad (69)$$

где τ_1 и τ_2 — критические касательные напряжения для каждого из двух типов препятствий.

Если оба типа препятствий обладают высокой прочностью (верхняя кривая на рис. 42), то величина напряжения лежит между значением, получаемым по выражению (69), и арифметической суммой напряжений для каждого из двух типов препятствий. Что же касается случая, когда прочность препятствий одного типа сильно отличается от прочности препятствий другого типа (средняя кривая на рис. 42), то интересно отметить силь-

ное влияние на величину касательного напряжения небольшой концентрации прочных препятствий (см. правый край средней кривой на рис. 42): добавление к матрице с распределенными мягкими частицами <10% прочных препятствий увеличивает величину напряжения на 50%. В противоположность этому небольшая концентрация мягких препятствий не оказывает почти никакого влияния на напряжение пластического течения сплава. В литературе обычно используют арифметическую сумму напряжений ($\tau = \tau_1 + \tau_2$), и это действительно дает лучшую аппроксимацию при наличии в матрице небольшого количества прочных и большого числа мягких препятствий.

В работе [Staniek, Hornbogen] предложили классификацию основных механизмов упрочнения, которые обеспечивают повышение напряжения пластического течения, основанную на геометрических размерах частиц, препятствующих движению дислокаций: 0-мерный — упрочнение твердого раствора (*S*); 1-мерный — дислокационное упрочнение (*D*); 2-мерный — зернограничное упрочнение (*B*); 3-мерный — дисперсионное упрочнение (*P*). Авторы работы указывают, что если рассматривать комбинацию двух механизмов, включая комбинации механизмов одного типа, например два механизма дисперсионного упрочнения разных типов (33), то существуют десять возможных сочетаний:

	3	2	1	0
0	03	02	01	00
1	13	12	11	
2	23	22		
3	33			

Все механизмы упрочнения, за исключением зернограничного, можно рассматривать как результат взаимодействия отдельных линий дислокаций со смесью рассмотренных выше препятствий, например для прочных препятствий двух типов:

$$\Delta p_D + \Delta p_P > \Delta p > (\Delta p_D^2 + \Delta p_P^2)^{1/2}. \quad (70)$$

Увеличение напряжения пластического течения вследствие действия двух механизмов p_P и p_B можно записать как

$$\Delta p = \Delta p_P + \Delta p_B = \Delta p_P + k_Y d^{-1/2}. \quad (71)$$

Это выражение представляет собой одну из разновидностей соотношений Холла — Петча (k_Y — коэффициент Петча). Здесь неявно подразумевается, что член Δp_P линейно аддитивен по отношению к величине зернограничного упрочнения, что, однако, не всегда может быть справедливо. В настоящее время теория взаимодействия с большим количеством дислокаций еще не достаточно разработана, что затрудняет более детальное рассмотрение вопроса аддитивности. Существуют некоторые свидетельства того, что в разных системах сплавов может доминировать или первое, или второе слагаемое уравнения (71), что, очевидно, зависит от дисперсности распределения частиц.

В однофазном поликристаллическом сплаве величина напряжения

пластического течения подчиняется уравнению Холла — Петча, так как при пластической деформации единственным источником дислокаций являются границы зерен. Изменение размера зерен при наклепе, которое наблюдается до достижения определенной величины пластической деформации, может быть объяснено тем фактом, что при данной величине пластической деформации ϵ плотность дислокаций ρ_B , генерируемых границами зерен, уменьшается с увеличением размера зерна. Если средний путь x , проходимый каждой дислокацией, пропорционален (или равен) размеру зерна d , то можно записать: $\epsilon = b \rho_B x = Cb \rho_B d$, где C — коэффициент пропорциональности. Таким образом: $\rho_B = \epsilon / Cbd$.

Если теперь предположить, что зависимость между плотностью дислокаций и напряжением пластического течения характеризуется нормальной "лесной" моделью упрочнения за счет взаимодействия с "лесом" дислокаций [см. уравнение (89)], т.е. $\Delta p = \alpha G b \rho^{1/2}$, где α — константа, то получим уравнение приращения напряжения пластического течения вследствие зернограницного упрочнения:

$$\Delta p_B = \alpha G (\epsilon b / C)^{1/2} d^{-1/2}, \quad (72)$$

которое аналогично соотношению Холла — Петча.

Уравнение (72) применимо к сплавам, у которых источниками дислокаций при пластическом течении являются только границы зерен, где ничто не мешает движению дислокаций от границы к границе. В случае наличия частиц второй фазы эти выделения могут служить при некоторых обстоятельствах источником матричных дислокаций, генерирующим дислокации при том же уровне напряжений, что и границы зерен. Таким источником дислокаций вряд ли могут являться тонкодисперсные когерентные частицы, скорей более крупные некогерентные частицы, причем плотность дислокаций ρ зависит от объемной доли этих частиц. Кроме того, если некогерентные частицы способны генерировать дислокации, то на величину пути x , проходимого данными дислокациями внутри зерна, будут во все возрастающей степени оказывать влияния дислокации, зарождающиеся таким же образом на соседних частицах.

В работе [Hornbogen, Staniek] исследовали суперпозицию дисперсионного и зернограницного упрочнений в сплаве Fe_α -Cu. Меняя режим термообработки, получали зерно различных размеров и разную дисперсию частиц меди с решеткой г.д.к. Результаты исследований, представленные на рис. 43, свидетельствуют о том, что однофазный твердый раствор подчиняется уравнению Холла — Петча. На ранних стадиях старения, когда в сплаве образуются маленькие когерентные частицы выделений (старение продолжительностью до 10 ч при $500^\circ C$), полученные данные отвечают уравнению (71). Зернограницное и дисперсионное упрочнение, по-видимому, являются аддитивными.

Однако при большей продолжительности и (или) при более высокой температуре старения напряжение пластического течения перестает зависеть от размера зерна (хотя при мелкозернистой структуре некоторая зависимость наблюдается после промежуточного старения). Таким образом, кривые, изображенные на рис. 43, свидетельствуют о том, что зависимость

Холла — Петча соблюдается в том диапазоне размеров зерен, когда средний свободный пробег x не меньше, чем наименьший размер зерна. Если x становится меньше указанной величины, то для всех зерен, размер которых больше, чем x , напряжение пластического течения не зависит от размера зерна.

Примером того, как величина напряжения пластического течения зависит от дисперсности частиц, служит недавняя работа [Tóttöpen], в которой изучали сталь Cr—Mo—V для сосудов высокого давления, содержащую 0,18 % (по массе) С. После закалки получали микроструктуру бейнита, а отпуск продолжительностью до 90 ч проводили при температурах от 600 до 760°C. В результате отпуска выпадали тонкодисперсные частицы обогащенных ванадием карбидов типа MC , а также более грубо распределенные карбиды M_7C_3 и $M_{23}C_6$. Показано, что расстояние между карбидами MC определяет изменение напряжения пластического течения после термо-

обработки; более крупные частицы и субструктура не играют здесь никакой роли.

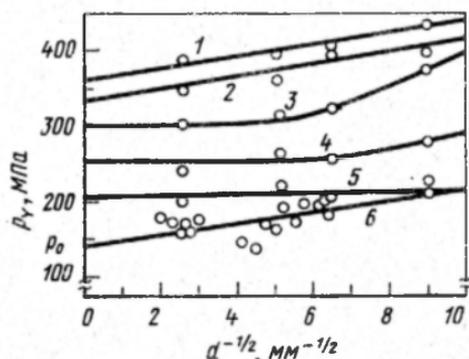


Рис. 43. Зависимость напряжения пластического течения от размера зерна в сплаве Fe—1% Si при наличии выделений разной дисперсности: 1—старение 10 ч при 500°C; 2—1 ч при 500°C; 3—100 ч при 500°C; 4—10 ч при 600°C; 5—100 ч при 600°C; 6—твердый раствор

Разделив условный предел текучести на коэффициент 2,75, подсчитывали проекцию критического касательного напряжения на направление скольжения и в соответствии с уравнением Орована (68) наносили на график (рис. 44, а). Из рис. 44, б видно полное совпадение экспериментального и расчетного приращений напряжения пластического течения.

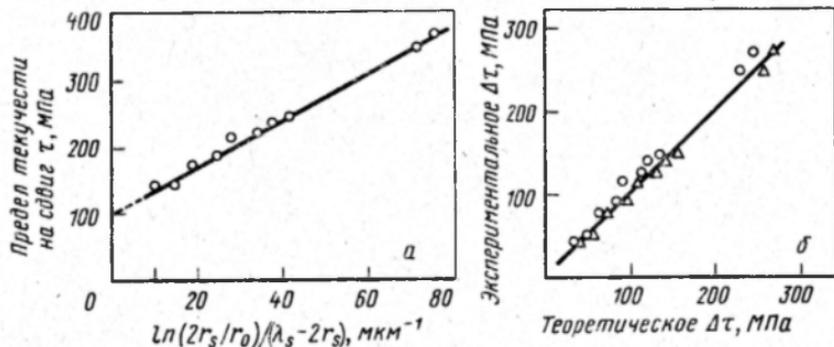


Рис. 44. Данные о пластическом поведении отпущенной стали Cr—Mo—V для сосудов высокого давления, содержащей карбиды типа MC

Роль частиц цементита в упрочнении углеродистых сталей, подвергнутых сфероидизирующему отжигу, хорошо изучена. Сфероидизации цементита обычно достигают путем аустенитизации, закалки и отпуска. В работе [Anand, Gurland, 1976 a] исследовали одновременное влияние частиц цементита, границ зерен и границ субзерен на пластическое поведение таких сталей. С этой целью были изготовлены образцы стали после сфероидизирующего отжига с разным размером зерна, разной величиной частиц цементита и различной их концентрацией, а также с субзеренной сеткой и без нее. Затем провели сравнение предела прочности полученных образцов.

Дислокационная субзеренная сетка возникает в таких сталях за счет сдвигового превращения при закалке. В отожженных сталях, эти полигонизированные субграницы взаимодействуют с дисперсно распределенными частицами карбида (со средним радиусом r), что приводит к образованию субзерен равновесного размера L , величина которого зависит от размера частиц r . Если F_p сила, с которой граница субзерна прикреплена к каждой частице, тогда L можно найти, приравняв движущую силу роста зерна к силе закрепления.

На рис. 45 граница субзерна мигрирует снизу вверх и пересекает сферическую частицу. Вертикальная проекция силы сопротивления, создаваемой частицей, равна $\pi r \sigma_{sb} \sin 2\theta$, где σ_{sb} — удельная поверхностная

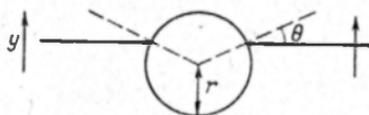


Рис. 45. Взаимодействие мигрирующей границы с включением

энергия субзеренной границы (которая эквивалентна поверхностному натяжению). Таким образом, максимальное значение силы закрепления F_p , равное $\pi r \sigma_{sb}$, будет соответствовать углу $\theta = 45^\circ$. Удельная сила закрепления, приходящаяся на единицу площади границы, равна $F_p N_s$. Но для того, чтобы выразить N_s через N_V мы не можем использовать уравнение (52), которое предполагает случайное распределение частиц относительно границы. В данном случае все частицы лежат на субзеренных границах, поэтому, если S_V — площадь границы, приходящаяся на единицу объема, то $N_s = N_V / S_V = N_V L / 2$. Так как $N_V = 3 f / 4 \pi r^3$, то, используя уравнение (19), можно записать:

$$N_s = 3 f / 8 \pi r^3. \quad (73)$$

Движущая сила роста субзерен равна $\sigma_{sb} R$, где R — радиус кривизны субзеренных границ. Если предположить, что $R = L$, то

$$N_s F_p = \sigma_{sb} / L. \quad (74)$$

Подставляя сюда выражения для F_p и N_s , получим $L = Cr f^{-1/2}$, где C — числовой коэффициент. Полагая, что условие $S_V = 0$, $r = 0$ физически невозможно, можно записать:

$$L = C' r f^{-1/2} + L_0,$$

(75)

где L_0 – нижний предел применимости выражения. Как видно из рис. 46, уравнение (75) удовлетворяет экспериментальным данным для закаленных и отпущенных сталей.

Был измерен предел текучести образцов, содержащих частицы цемента, дисперсно распределенные по дислокационным субграницам. При развитом субзерненном строении механизм пластического течения Орована, по-видимому, не действует. Было сделано предположение, что при закалке и отпуске сталей частицы цемента играют косвенную роль, заключаю-

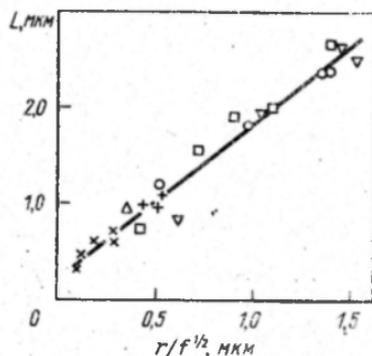


Рис. 46. Зависимость размера субзерна L от параметра $r/f^{1/2}$, где r – радиус частицы, f – ее объемная доля

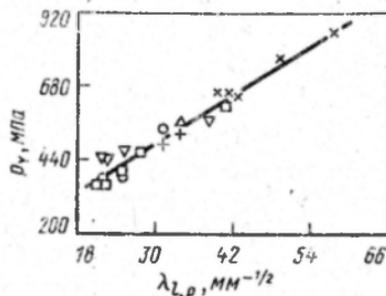


Рис. 47. Зависимость напряжения пластического течения p_{γ} от $\lambda^{1/2}$ сталей, подвергнутых сфероидизирующему отжигу, с частицами цемента, диспергированными по дислокационным субграницам

щуюся в том, что эти частицы стабилизируют размер субзерен, который в свою очередь определяет величину напряжения пластического течения. Поэтому структурным параметром в данном случае является средний свободный пробег в феррите $\lambda_{L,p}$, который представляет собой размер субзерна, скорректированный с учетом присутствия второй фазы, т.е. $\lambda_{L,p} = L(1 - f)$. Если этот параметр ввести в уравнение Холла – Петча, то, как видно из рис. 47, имеет место хорошее совпадение с экспериментальными данными для широкого диапазона изменения пространственно-го параметра $\lambda_{L,p}$.

При термоциклировании закаленных и отпущенных сталей при температуре выше A_1 было найдено, что с каждым циклом такой термообработки плотность дислокаций убывает до тех пор, пока матрица не становится относительно "чистой" со сферическими частицами цемента, равномерно

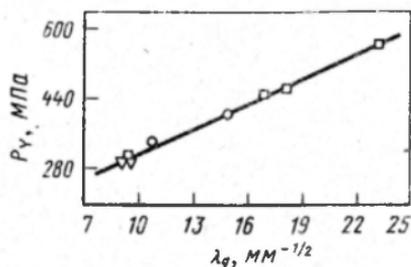


Рис. 48. Зависимость p_{γ} от $\lambda^{1/2}$ сталей, подвергнутых сфероидизирующему отжигу, с частицами цемента, распределенными внутри ферритных зерен

распределенными внутри ферритных зерен. Установлено, что у структуры такого типа в отличие от перестаренного сплава Fe—Cu (см. рис. 43) зависимость предела текучести от размера зерен, как видно из рис. 48, подчиняется соотношению Холла — Петча. Таким образом, для отпущенных сталей без субструктуры в уравнении (71) член $k\gamma d^{1/2}$ преобладает над членом $\Delta\sigma_p$.

2. ДЕФОРМАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ В ДВУХФАЗНЫХ СПЛАВАХ

Как и напряжение пластического течения, деформационное упрочнение дисперсионно твердеющих сплавов принято классифицировать на две категории: вызываемое перерезанием частиц скользящими дислокациями; вызываемое проталкиванием дислокаций между частицами.

В первом случае диаграммы растяжения в координатах напряжение — деформация, снятые для монокристаллов, будут иметь практически ту же форму и отличительные признаки, что и диаграммы растяжения кристаллов чистых металлов и сплавов со структурой твердого раствора. К этой категории принадлежит большинство сплавов, содержащих зоны когерентных выделений (так как теории деформационного упрочнения однофазных кристаллов выходят за рамки настоящей книги, то рассматривать их мы не будем).

Ко второй категории относится большинство сплавов, содержащих некогерентные частицы. Диаграммы растяжения монокристаллов таких сплавов отличаются от диаграмм растяжения чистых монокристаллов или однофазных растворов. Для того чтобы сформулировать основные положения теории деформационного упрочнения для класса сплавов, в которых происходит проталкивание дислокаций между препятствиями, мы должны сначала исследовать дислокационные структуры, возникающие во время деформирования таких материалов.

Механизм деформации в материалах, содержащих неперерезаемые дислокациями частицы

Если указанные частицы невелики, то их взаимодействие с дислокациями довольно просто. Когда сплав деформируют при уровне напряжений, превышающем напряжение пластического течения, то в нем образуются дислокационные петли Орована (см. рис. 39), их среднее количество на одну частицу

$$n_{Or} = 2r \gamma / b, \quad (76)$$

где r — радиус частицы; b — вектор Бюргерса; γ — пластическая деформация сдвига. Такие дислокационные петли необходимы для соответствующей деформации двухфазной системы. В процессе деформации n_{Or} возрастает и начинает действовать один (или более) механизм релаксации.

При обсуждении типа механизма релаксации необходимо делать различие между маленькими и большими частицами при данной величине деформации. Для маленьких частиц и при малых деформациях, как показывает электронная микроскопия, первым релаксационным механизмом является образование рядов первоначальных призматических дислока-

ционных петель, прижатых к частицам (рис. 49). Эти петли, как установлено, в основном междуузельного характера, а их средний диаметр имеет тот же порядок, что и радиус частицы. Когда количество петель Орована превысит критическое значение, вероятно, начинается процесс, представленный на рис. 50: под влиянием напряжения, создаваемого скользящей дислокацией, ближайшая к частице петля Орована расплзается и образует по механизму двойного поперечного скольжения две призматические петли. По разные стороны частицы возникают междуузельная и вакансионная петли.

Дальше скользящая дислокация обходит частицу (возмещая, таким образом, петлю Орована), после чего взаимодействует со второй (вакансионной) призматической петлей и образует двойную ступеньку, которая затем уходит от частицы (для простоты у частицы на рис. 50 показана только петля Орована). В сплавах с алюминиевой или медной матрицей петлю Орована не наблюдают, но, по-видимому, из-за отжига, происхо-

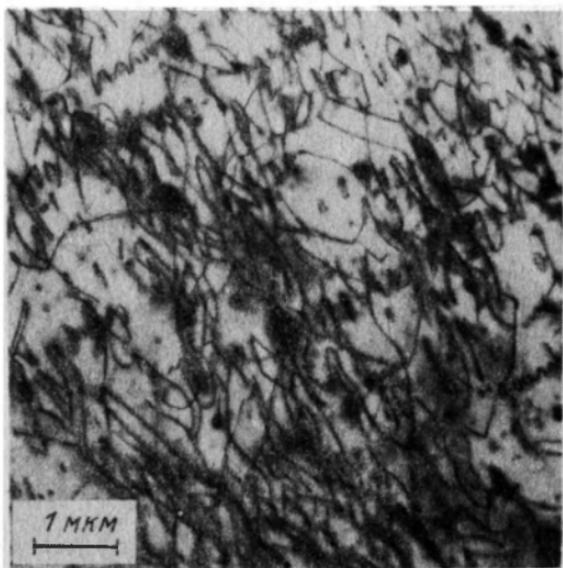


Рис. 49. Распределение дислокаций в плоскости скольжения (111) алюминиевого кристалла, содержащего частицы кремния, который был подвергнут деформации сдвига величиной 6 % при температуре 295°К. Указано направление вектора Бюргерса $[101]$, вдоль которого расположены первичные призматические дислокационные петли; электронная микроскопия [Stewart, Martin]



Рис. 50. Схема поперечного скольжения дислокации через выделение [Hirsch, Humphreys]

дящего при комнатной температуре, наблюдается переползание дислокаций вокруг частицы.

Как показано на рис. 51, когда матрица подвергается деформации сдвига, то на поверхность раздела частица – матрица в двух квадрантах действуют сжимающие напряжения, а в двух других – растягивающие. С увеличением размера частиц может появляться вторая форма релаксации, а именно кавитация, действующая на той стороне частицы, которая испытывает растяжение. После появления выемки (см. рис. 50) вакансионная петля исчезает в ней и образуются последующие междуузельные призматические петли.

Необходимое число петель Орована, чтобы в данном сплаве начал действовать механизм поперечного скольжения, зависит от размера частиц,

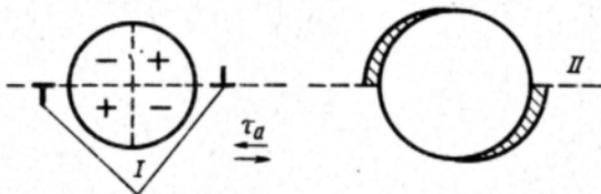


Рис. 51. Схема действия растягивающих (–) и сжимающих (+) напряжений на поверхности раздела частица – матрица при сдвиговой деформации матрицы. Заштрихованными областями обозначены выемки (τ_a – приложенное напряжение):

I – сечение, проведенное через петлю Орована; *II* – след плоскости скольжения

величины деформации матрицы, обусловленной несоответствием решеток, энергии дефектов упаковки матрицы и величины остаточных напряжений. Средняя местная деформация сдвига, вызываемая петлей Орована в частице и в непосредственно прилегающем к ней материале, составляет $\sim Gb/2r$. Для n_{Or} петель, используя уравнение (76), получим, что местное напряжение сдвига равно $\sim G\gamma$.

Если для медных сплавов, содержащих оксидные частицы, принять $n_{Or} = 2$, то критическая деформация для возникновения поперечного скольжения (и образования призматической петли) составит 1%, а местное напряжение сдвига, связанное с появлением петель, $\sim G/100$. Чем больше петель Орована превращается в призматические петли, вызывая остаточные напряжения, тем трудней поддерживать этот процесс, поэтому число петель Орована, приходящихся на одну плоскость скольжения, с увеличением деформации возрастает.

Другие механизмы релаксации. При данном размере частицы с ростом деформации действие описанного выше механизма двойного поперечного скольжения затрудняется. Это связано с тем, что накопившиеся первичные призматические петли (см. рис. 49) не могут скользить, так как удерживаются частицей, возле которой они возникли, или блокируются другими частицами, или взаимодействуют со вторичными дислокациями. В сплавах, закаленных на твердый раствор, затруднить скольжение призматических петель может также напряжение трения, вызываемое атомами растворенного элемента. Возле частицы возникает остаточное напряжение,

связанное с появлением призматических петель, и чтобы его релаксировать, происходит генерация вторичных дислокаций (т.е. с другим вектором Бюргера). Таким образом, когда деформация достигает некоторой критической величины, напряжение сдвига, возможно, легче снимается выбиванием дислокаций в другую систему.

Основная идея призматического выбивания (рис. 52) заключается в том, что снять концентрацию напряжений на межфазной границе можно, создав дислокационную петлю на этой границе. При этом образуется также вторая призматическая петля и поле напряжений стремится отдалить ее от межфазной границы. При изучении сплавов $\text{Cu} - 20\% \text{Zn}$, содержащих частицы SiO_2 , было обнаружено [Humphreys, Stewart], что критические деформации, при которых происходит выбивание вторичных дислокаций, с ростом размера частицы убывают.

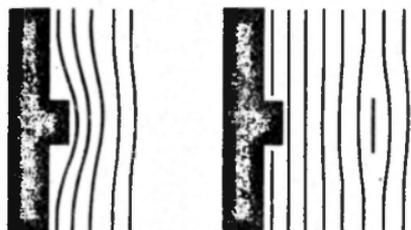


Рис. 52. Выбивание частицы призматической междоузельной дислокационной петли в матрицу

На рис. 53, а приведен переход от структуры α (петли Орована и призматические петли с первоначальным вектором Бюргера $[101]$) к структурам β и γ . Эти последние структуры представлены на рис. 53, б. Здесь β -структура представляет собой структуру α плюс выбитые петли с вектором Бюргера $[110]$, а γ -структура — структуру β плюс выбитые призматические петли с векторами Бюргера $[01\bar{1}]$ и $[1\bar{1}0]$, лежащими в первоначальной плоскости. Были обнаружены также выемки, возникающие вместе с β -структурой, и чем больше размеры частиц, тем меньше величина деформации, требующейся для их образования.

С увеличением деформации при неизменном размере частицы происходит дальнейший переход к δ - и ϵ -структурам. В последней генерируются петли с вектором Бюргера $[101]$ и в обеих из них некоторые призматические петли сдвигаются вдоль их цилиндров скольжения, вызывая местные повороты решетки. Дальнейшее увеличение деформации ведет к появлению очень сложных структур, образованных за счет взаимодействия вторичных дислокаций друг с другом и с первичными дислокациями. Аналогичную модель поведения наблюдали [Stewart, Martin] в матрице $\text{Al}-\text{Cu}$, содержащей частицы кремния. Однако в данной системе выемок на поверхности раздела частица — матрица обнаружено не было, поэтому релаксация происходила путем генерирования петель с вектором Бюргера $[011]$, что приводило к релаксациям напряжений в тех квадрантах, для которых поверхность раздела находится в состоянии растяжения (см. рис. 51).

Петли, выбитые на вторичные системы, будут в свою очередь увеличивать противоположно направленные напряжения в этих системах до тех пор, пока не возникнут благоприятные условия для действия первичного

релаксационного механизма поперечного скольжения. Таким образом, между различными релаксационными процессами поддерживается динамическое равновесие и, следовательно, образуются довольно сложные пластические зоны.

Влияние больших деформаций. Очевидно, что при изучении деформированной структуры, возникающей при больших степенях деформации вблизи крупных частиц, сложность проблемы не позволяет проследить за передвижением каждой отдельной дислокации. Было предложено

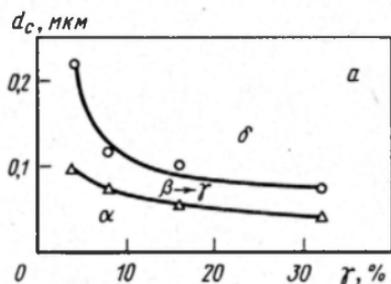
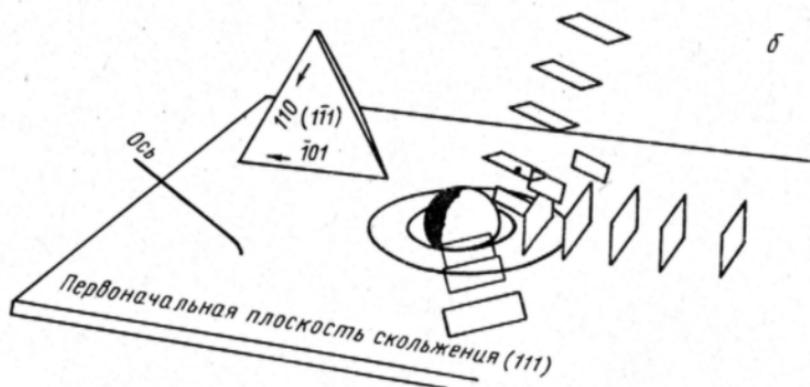


Рис. 53. Критический диаметр частицы d_c для перехода структуры α в β и структуры γ в δ (а) и проволочная модель структур α , β и γ в верхней полусфере (б); выемка расположена у закрашенной поверхности частицы



[Humphreys] рассматривать микроскопический континуум, характерный для структуры деформированного материала, наблюдаемой в электронный микроскоп.

На рис. 54, а приведена схема деформирования монокристаллической матрицы по одной плоскости скольжения AB , пересекающей частицу. Если матрица деформируется в направлении вектора nb , то, как видно из рис. 54, б, частица деформируется вместе с матрицей. Если частица недеформируема, то за счет местной пластической деформации частица сохраняет свою первоначальную форму, а матрица остается сдвинутой. Одним из путей осуществления такого формоизменения является местный обратный сдвиг nb через плоскость CD путем местного поворота части матрицы (рис. 54, в). В трехмерном пространстве требуемый сдвиг через CD может быть получен вращением соответствующей части решетки вокруг любой оси, нормальной к b . Однако так как повороты сопровождаются движением дислокаций, то положение осей вращения зависит от системы плоскостей скольжения кристалла.

Ряды петель Орована (рис. 54, з) нестабильны, обладают высокой энергией и, как уже ранее упоминалось, в матрице возникают большие местные напряжения. Один из действенных путей нейтрализации петель Орована — создание других петель противоположного знака. Таким образом, петли, как, например, X и Y на рис. 54, д могут эффективно уничтожать петли Орована. Создание таких вторичных петель на межфазной границе путем скольжения требует образования дополнительных внешних петель (рис. 54, е), что приводит к появлению в матрице дислокаций X' и Y' (рис. 54, ж). Знак и конфигурация этих дислокаций таковы, что происхо-

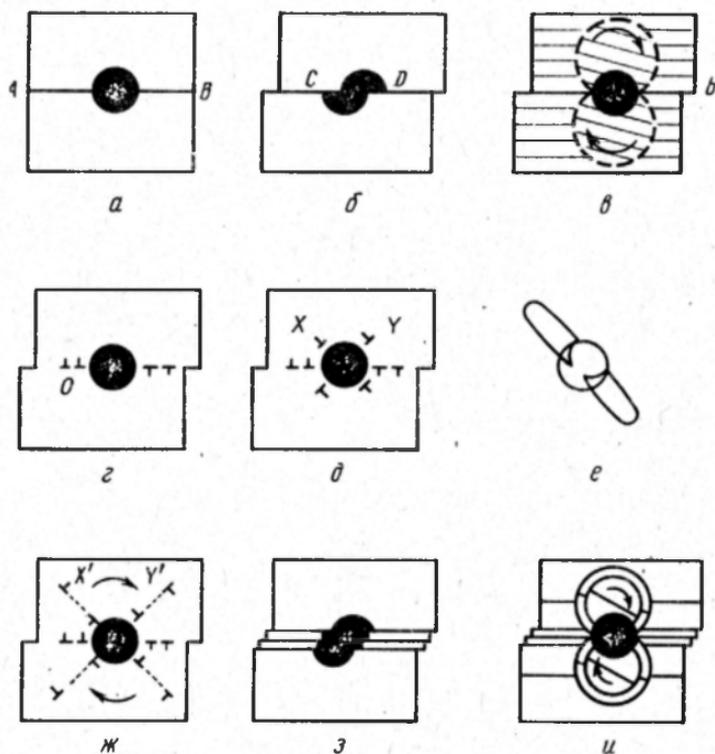


Рис. 54. Образование деформированной зоны возле частицы

дит образование субзерен с тем же типом поворота, что и в континуумной модели (см. рис. 54, в).

В действительности частицу пересекают несколько плоскостей скольжения (рис. 54, з), но для континуумной модели это можно учесть, дополнив ее рядом внутренних субзерен с постепенной разориентировкой (рис. 54, u). Указывается [Humphreys], что величина поворота θ связана с деформацией сдвига γ , диаметром частицы d и радиусом поворачиваемой зоны R уравнением

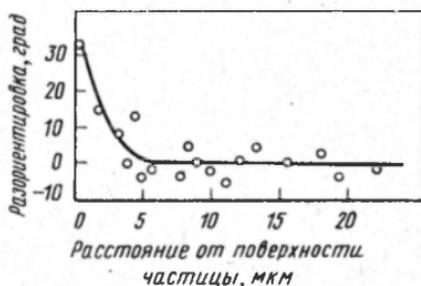
$$\theta = \gamma d / 2R. \quad (77)$$

Экспериментально установлено, что $R \approx d/2$, следовательно, $\theta \approx \gamma$.

Однако если несколько областей поворачиваются вокруг разных осей, то повороты вокруг каждой из них будут меньше.

Для металлов с г.ц.к. решеткой, где обнаружены три оси вращения, можно ожидать, что $\theta \approx \gamma/3$. Автор вышеприведенной работы исследовал структуру кристаллов твердого раствора Al—Cu, содержащих частицы кремния нескольких микронов в диаметре, которые были подвергнуты большим пластическим деформациям ($> 50\%$) путем холодной прокатки. При этом наблюдали высокую плотность дислокаций, которая выражалась в появлении субзерен. Методом структурной электронографии были обследованы отдельные зоны, в которых выявлена местная разориентировка матрицы в местах, примыкающих к частицам. На рис. 55 показано изменение ориентировки матрицы, примыкающей к частице, где, очевидно, возникла структура, подобная приведенной на рис. 54, и.

Рис. 55. Изменение ориентировки матрицы вблизи частицы диаметром 4 мкм (холоднокатаный алюминий)



Выводы. Относительно деформации структуры пластически неоднородных материалов можно сказать следующее. При малых размерах частиц и малых деформациях вокруг частиц образуются петли Орована. При нескольких больших деформациях (которые для медных сплавов, деформируемых при низких температурах, возможно, не превышают 1–2,5%) и малых частицах петля, лежащая ближе всех к частице, образует первичную призматическую петлю по механизму поперечного скольжения. Это приводит к генерированию рядов первичных призматических петель, расположенных в направлении вектора Бюргера (см. рис. 49).

При еще больших деформациях и более крупных размерах частиц напряжение отдачи, возникающее от призматических петель, увеличивает напряжение на поверхности раздела до такой степени, что делает возможным генерирование петель со вторичным вектором Бюргера. В некоторых системах на той части поверхности раздела частица — матрица, где действуют растягивающие напряжения, могут возникать выемки. Петли выбиваются на вторичные системы, устанавливается динамическое равновесие между различными релаксационными процессами и возникают довольно сложные пластические зоны. При очень больших деформациях вблизи частиц, т.е. на расстоянии менее чем диаметр частицы, имеет место значительная разориентировка решетки.

Теории деформационного упрочнения

В связи с существованием различных типов дислокационных структур, которые, как показано выше, сменяют друг друга по мере увеличения пластической деформации, необходимо рассчитывать деформационное упрочнение для данного типа структуры и пытаться оценить вклад в деформационное упрочнение петель Орована, первичных призматических петель и вторичных дислокаций.

Деформационное упрочнение в результате образования петель Орована. Вклад в деформационное упрочнение петель Орована имеет практическое значение при малых деформациях. Наличием таких петель объясняются, по-видимому, эффект Баушингера, сильная зависимость деформационного упрочнения от температуры (см. гл. 4) и в значительной степени процесс возврата, протекающий при тех же температурах. При деформировании скользящие дислокации выгибаются между частями, окруженными петлями Орована (образуя при этом полупетли Орована, см. рис. 39). Напряжение пластического течения в этом случае можно представить как

$$\tau_a = \tau_{Or} + \tau_b + \tau_{im} + \tau'_{im}, \quad (78)$$

где τ_a — приложенное напряжение сдвига; τ_{Or} — напряжение Орована; τ_b — "напряжение выгибания".

Величина τ_b возрастает с увеличением деформации за счет сокращения действительного зазора между соседними частями, вызванного отталкиванием выгибающейся скользящей дислокации равномерно распределенными петлями Орована, образовавшимися вокруг частиц на начальной стадии пластического деформирования. Величина τ_{im} — "дальнодействующее напряжение", которое действует на скользящую дислокацию со стороны отдаленных петель Орована и предполагается равномерно распределенным по объему кристалла, а τ'_{im} — дальнодействующее напряжение, источником которого являются скопившиеся петли Орована, равномерно распределенные по большой площади, лежащей между частями.

Рассматривая значения отдельных видов напряжений, входящих в выражения (78), была рассчитана [Hazzledine, Hirsch] форма диаграммы растяжения в координатах напряжение — деформация по модели компланарных петель Орована. Напряжение Орована — минимальное напряжение, необходимое для продвижения дислокации через сплав:

$$\tau_{Or} = Gb/\lambda, \quad (79)$$

где λ — средний промежуток между частями, т.е. $\lambda = D_S - 0,5 \pi r$; D_S — среднее расстояние в плоскости между центрами частиц; r — радиус частицы. Величина $D_S = r (2 \pi/3 f)^{1/2}$, где f — объемная доля выделений.

По мере образования петель Орована промежуток между частицами уменьшается и λ становится равным $D_S - 2r\psi$ где ψ — мера радиуса внешней дислокации из числа окружающих каждую частицу, которую находят как $\psi = \bar{r}_n/r$, где \bar{r}_n — средний радиус n -ной петли вокруг сферической частицы радиуса r . Так как $2r\psi < D_S$, то напряжение, необходимое для того, чтобы выгнуть дислокацию между препятствиями, можно записать как сумму напряжения Орована τ_{Or} и напряжения выгибания:

$$\tau_b = 2r \tau_{Or} (\psi - 0,25 \pi) / (D_S - 0,5 \pi r). \quad (80)$$

В работе [Hazzledine, Hirsch] это выражение записано в форме

$$\tau_b = 2 \tau_{Or} n_{Or} F / (D_S - 0,5 \pi r), \quad (81)$$

где n_{Or} — число петель Орована, а F не зависит от n_{Or} .

Накопление петель Орована ведет к появлению двух новых напряжений τ'_{im} и τ_{im} . В работе [Brown, Stobbs] подсчитали значение τ'_{im} следующим образом. Предположим для простоты, что упругие константы матрицы и частиц одинаковы, тогда, если матрица претерпевает (симметричную) пластическую деформацию сдвига γ_p , частицы испытывают упругую деформацию того же порядка, что и γ_p . При отсутствии какой-либо упругой реакции пластическое течение не вызывает появления внутреннего напряжения, а просто изменяет форму пор, в которых сидят частицы. Однако в данном случае вокруг частиц возникают поля напряжений и деформаций, появление которых вызвано упругой реакцией материала, испытывающего пластическое течение.

Был разработан [Eshelby] метод расчета результирующих напряжений и деформаций в кристалле. В этой теории введено понятие о поле "дальнодействующего напряжения", которое возникает как бы от внешнего распределения "отображаемых" включений, каждое из которых сводит на нет соответствующие напряжения на на-

ружных поверхностях образца. Например, можно рассматривать напряжения, действующие на дислокацию, расположенную вблизи свободной поверхности кристалла, используя представление об "отображенной дислокации", которая расположена так, будто она является отражением данной дислокации в поверхности образца.

Используя методы механики сплошных сред, было показано [Brown, Stobbs], что

$$\tau'_{im} = AGf\gamma_p \quad (82)$$

где A — параметр, равный ~ 1 и представляющий собой отношение деформации включения к γ_p . Чтобы подставить его значение в выражение (78), авторы работы [Hazzledine, Hirsch] выразили γ_p через число петель Орована. Если расстояние между линиями скольжения равно h , то $2r/h$ от общего количества частиц на единицу объема ($3f/4\pi r^3$) окружены n_{Or} петлями Орована площадью $2\pi n_{Or}\bar{g}r^2/3$, где \bar{g} — мера средней площади, заключенной внутри одной петли в скоплении. Следовательно, деформация равна $bfn_{Or}\bar{g}/h$, а дальнедействующее напряжение

$$\tau'_{im} = Gbfgn_{Or}/h \quad (83)$$

Напряжение от накопленных петель Орована подсчитывали, интегрируя напряжения от ряда бесконечно малых петель с расстоянием в плоскости, равным D_S . Было получено, что

$$\tau_{im} = k'Gbfgn_{Or}D_S \quad (84)$$

где $k' \approx 0,38 [(2-\nu)/4(1-\nu)]$. Таким образом, подставляя выражения (81), (83) и (84) в (78), получим:

$$\tau_a = \tau_{Or} + \frac{2\tau_{Or}Fn_{Or}}{D_S - 0,5\pi r} + \frac{k'Gbfgn_{Or}}{D_S} + \frac{AGbfgn_{Or}}{h} \quad (85)$$

На рис. 56 приведена рассчитанная на ЭВМ диаграмма растяжения для сплава, состоящего из медной матрицы, содержащей частицы Al_2O_3 с тем же самым модулем сдвига, что и у меди ($G = 46,3$ ГПа; $\nu = 0,369$; $f = 5 \cdot 10^{-3}$; $r = 100$ б; $D_S = 2050$ б), расстояние между линиями скольжения h было принято равным $2r$, а $\gamma = r/O_r$ б/2r. Значения F и \bar{g} подсчитали для петель, находящихся под эффективным напряжением $\tau_a - \tau'_{im} - \tau_{im}$. Там же приведена кривая дальнедействующего отображающего напряжения, которое, возможно, является причиной вогнутой формы расчетной диаграммы растяжения. Из рис. 56 следует, что теория предсказывает по существу линейное упрочнение, тогда как экспериментальные кривые свидетельствуют о непрерывном падении скорости упрочнения.

Это расхождение между теорией и экспериментом позволило авторам работы [Hazzledine, Hirsch] сделать вывод о том, что большие копланарные ряды петель Орована нестабильны. Они разработали гибридную модель, для которой первые несколько (скажем четыре) петель у каждой частицы — петли Орована, а остальные петли Орована предполагаются трансформировавшимися в скопления призматических петель. Авторы пришли к выводу, что деформационное упрочнение за счет петель Орована характерно для малых деформаций, а с их ростом оно во все большей степени происходит за счет призматических петель.

Деформационное упрочнение в результате образования призматических петель. Теория этого механизма упрочнения разработана авторами работы [Hirsch, Humphreys]; она предполагает, что упрочнение по линии скольжения происходит из-за ряда призматических петель, прижатых к частицам (см. рис. 49). На скользящие дислокации эти ряды петель действуют как линейные препятствия, длина препятствий увеличивается с ростом деформации.

В теоретической модели, обсуждавшейся в предыдущем разделе, расстояние между линиями скольжения принималось постоянным и, кроме того, предполагалось, что на одну частицу приходится одна линия скольжения. Возможно, однако, что расстояние между линиями скольжения зависит от степени деформации, что, конечно, влечет за собой изменение формы диаграммы растяжения в координатах напряже-

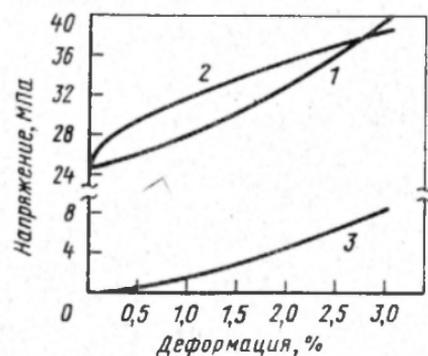
ние — деформация. Определить изменение расстояния между линиями скольжения можно, минимизируя напряжение пластического течения при заданной степени деформации.

Эта теоретическая модель была использована [Hirsch, Humphreys] для оценки упрочнения вследствие образования призматических петель. Теория предсказывает, что расстояние между линиями скольжения h пропорционально $\gamma^{-1/2}$, а число призматических петель на линию скольжения $n_p = n - n_{Or}$ пропорционально $\gamma^{1/2}$. Наличие у каждой частицы n_{Or} петель Орована повышает величину дальнодействующего отображающего напряжения — ранее упоминавшегося члена выражения (78), которое авторы записывают как

$$\tau_a = \tau_{Or} + \frac{q_1 T (n - n_{Or}) r}{b D \zeta} + \frac{q_2 G b}{4 \pi K h} + \frac{A G b n_{Or}}{h}, \quad (86)$$

где q_1 — числовой множитель, который зависит от угла отрыва φ (для $\varphi = \pi/2$ $q_1 = 1,64$); T — осевое растягивающее напряжение дислокации; K равно 1 для винтовых дислокаций и $2(1 - \nu)$ для краевых дислокаций; q_2 — параметр, учитывающий тот факт, что при достижении критического угла отрыва у ряда петель напряжение, требуемое для движения дислокации, может стать меньше максимального. Уравнение (86) можно привести к виду:

$$\tau_a = \tau_{Or} + (q_1 q_2 G T r / \pi K b D \zeta)^{1/2} (\gamma^{1/2} - \gamma_0^{1/2}), \quad (87)$$



где $q_2' = q_2 + 4KAfn_{Or}$; γ_0 — степень деформации, выше которой начинает доминировать упрочнение, вызываемое образованием призматических петель. Кривая упрочнения, построенная по уравнению (87), имеет параболическую форму.

Рис. 56. Расчетная (1) и экспериментальная (2) диаграммы растяжения (расчеты основаны на копланарной модели петель Орована) и кривая дальнодействующего упругого отображающего напряжения (3)

Деформационное упрочнение в результате образования вторичных дислокаций. Как указывалось выше, с увеличением степени деформации и (или) размера частицы вокруг частиц образуется сложный клубок дислокаций. Деформационное упрочнение в этом случае происходит частично за счет леса дислокаций¹ в пластичных зонах, так как скользящая дислокация будет наталкиваться на них, так же, впрочем, как и на частицы и обломки дислокаций вокруг частиц, лежащих в первичных плоскостях скольжения.

Эта проблема была рассмотрена в работе [Ashby; 1971]. Автор получил приближенную оценку взаимодействия на близких расстояниях между массивом заторможенных дислокаций и скользящей дислокацией. Он характеризовал этот массив дислокаций только одним параметром — средней плотностью. В идеале теория деформационного упрочнения должна включать детальное описание массива дислокаций. Однако даже при этом упрощенном анализе получают ценные с практической точки зрения результаты, которые могут быть использованы как для построения

¹ Упрочнение за счет взаимодействия с лесом дислокаций происходит, когда скользящие дислокации пересекаются с другими дислокациями, не лежащими в первичной плоскости скольжения. Скользящая дислокация, таким образом, "видит" их в таком положении, как мы видим стволы деревьев в лесу.

более сложных теоретических моделей, так и для описания поведения при деформационном упрочнении некоторых некоторых поликристаллических дисперсно-упрочненных систем. В этом нет ничего удивительного, так как в таких поликристаллических материалах благодаря нормальному эффекту комплексности имеет место множественное скольжение. Поэтому с момента начала пластической деформации возле частиц будут, вероятно, возникать сложные пластичные клубки.

Посредством простого анализа размерности была выведена [Ashby; 1971] зависимость между напряжением пластического течения и плотностью дислокаций. Напряжение пластического течения τ должно зависеть от модуля упругости G и величины вектора Бюргера в материале b . Безразмерную комбинацию этих параметров можно записать как

$$\tau/G = \alpha (b^2 \bar{\rho})^m, \quad (88)$$

где α и m — константы. Приложенное напряжение вызывает появление удельной силы τb , приходящейся на единицу длины скользящей дислокации, движению которой препятствуют ближайšie дислокации. Так как сила взаимодействия между любыми двумя дислокациями пропорциональна b^2 , то $\tau \sim \sqrt{\rho}$. Отсюда следует, что в уравнении (88) $m = 0,5$. В общем случае движению скользящей дислокации препятствуют также напряжение трения и внутренние напряжения дальнейшего взаимодействия, которые можно выразить членом τ_0 . Тогда

$$\tau = \tau_0 + \alpha G b \bar{\rho}^{1/2}. \quad (89)$$

Детальные расчеты дают числовое значение безразмерной константы α , которое находится в пределах 0,15–0,5.

Если в двухфазном сплаве одна составляющая более пластична, чем другая, то возникающие градиенты деформации способствуют образованию скоплений дислокаций. Именно расположение и плотность этих дислокаций определяют дополнительное деформированное упрочнение указанных сплавов. Однако при равномерной деформации, например чистого монокристалла, появления таких дислокаций не требуется, так как кристалл будет деформационно упрочняться за счет накопления дислокаций. Это накопление происходит в результате случайных столкновений в данном кристалле, ведущих к многократному торможению. Такие дислокации иногда называют "статистически накопленными" дислокациями. Форма массива дислокаций зависит от формы частиц: равноосной, тонкошлицинчатой или игольчатой.

Равноосные частицы. Рассмотрим сначала случай, когда частицы имеют равноосную форму. На рис. 57, а изображена кубическая ячейка матрицы, содержащая одну частицу кубической формы. Для того, чтобы подсчитать плотность дислокаций, удалим частицу из ячейки и затем подвергнем последнюю равномерной деформации (рис. 57, б). Теперь, чтобы поместить частицу обратно в пору, ячейка матрицы должна быть снова деформирована до восстановления своих первоначальных размеров. Такое формоизменение может быть достигнуто при различных траекториях перемещений. Простейший метод — ввести ряд сдвиговых дислокационных петель (т.е. петель Орвана), как показано на рис. 57, в. Они оказывают эффект обратного сдвига части матрицы, лежащей непосредственно вокруг поры, на величину γ .

Тот же эффект может дать массив первичных призматических дислокационных петель (рис. 57, г). Объем материала, который должен быть перемещен при призматическом скольжении $\Delta V = 0,5 V_p \gamma$, где V_p — объем частицы. Этот объем должен быть введен в матрицу в виде междоузельных призматических петель, вектор Бюргера которых совпадал бы с направлением приложенного напряжения сдвига. Одновременно такой же объем, лежащий с другой стороны от частицы, должен быть извлечен из матрицы, что эквивалентно образованию призматических петель вакансионного типа.

Существуют другие модели призматического скольжения, позволяющие преодолеть проблему совместимости; некоторые из них не требуют, чтобы вектор Бюргера петель совпадал с направлением первоначального сдвига (рис. 57, е). Когда частицу пересекает одна активная плоскость скольжения, то массив сдвиговых или призматических петель будет выглядеть, как показано на рис. 57, в и д. Не все петли мо-

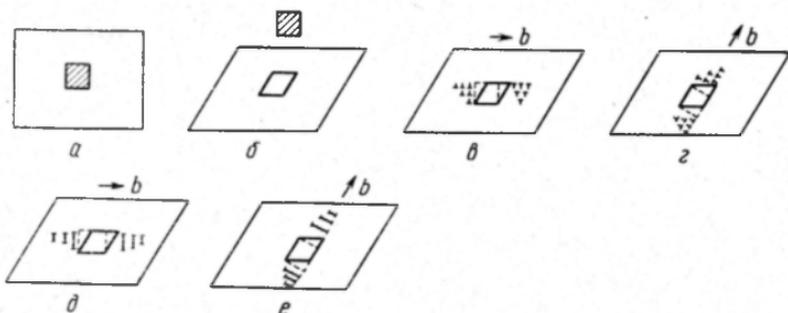


Рис. 57. Элемент кристалла (недеформированного), содержащий твердое включение вторичной фазы (а); включение удалено и кристалл подвергнут равномерной деформации сдвига (б); пора восстановлена до своей первоначальной формы за счет испускания скользящих дислокаций первичной (в) и вторичной (z) систем; пора восстановлена до своей первоначальной формы путем призматического скольжения (д) и (е)

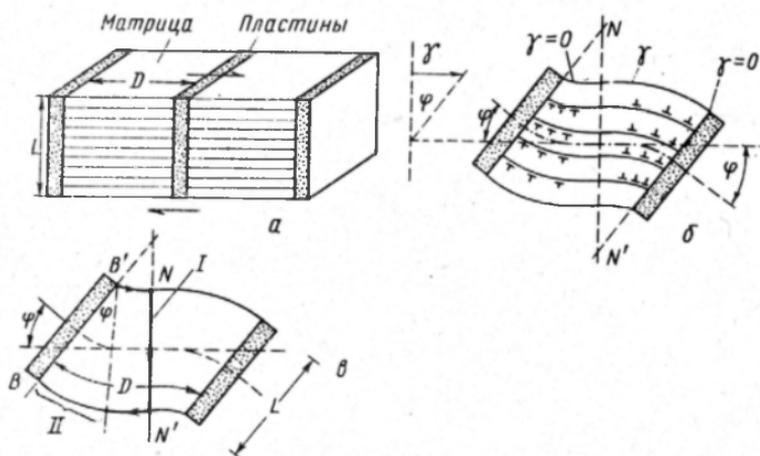


Рис. 58. Участок идеализированного композита, состоящего из недеформируемых пластин, прочно связанных с деформируемой монокристаллической матрицей (а); пластичная матрица сдвинута на величину γ (б); незамкнутость контура Бюргера составлена из векторов решетчатых, нормальных к плоскости скольжения и совпадающих с направлением скольжения (в):

I — контур Бюргера площадью $DL/2$; II — незамкнутый контур Бюргера

гут быть одинакового размера, но из требований геометрии следует, что их средняя площадь должна быть близка к $2r^2$, где r — радиус частицы. Независимо от способа генерации призматических петель, общее количество петель n (междоузельных и вакансионных), приходящихся на одну из частиц, находят из выражения:

$$n = V_p \gamma / 2r^2 b = 4r \gamma / b. \quad (90)$$

Общее количество петель на единицу объема $N = nN_V$. Если вместо N_V подставить $3f/4\pi r^3$, то получим

$$N = 3 \gamma f / \pi b r^2. \quad (91)$$

Средний диаметр таких петель равен $(2r)^{1/2}$, поэтому приближенно плотность дислокаций можно выразить как $(2\pi r N)^{1/2}$ или

$$\rho_G \approx (f/r) 4 \gamma / b. \quad (92)$$

Тонкопластинчатые частицы. Рассмотрим двухфазную структуру, состоящую из массива прочных пластин, размещенных на расстоянии D одна от другой в пластичной однофазной кристаллической матрице (рис. 58). Подвергнем данный композит сдвиговой деформации скольжением по одной системе плоскостей скольжения в направлении нормальном к поверхности пластины (рис. 58, б) так, чтобы центральная часть каждой плоскости скольжения претерпела сдвиг на величину γ . Так как участок матрицы, который непосредственно примыкает к пластине, деформации сдвига не испытывает, то как показано на рис. 58, б, пластины поворачиваются относительно первоначальной плоскости скольжения на угол $\varphi = 1/\text{tg } \gamma$.

Таким образом, решетка матрицы приобретает кривизну, среднее значение которой равно $2 \varphi/D$. Для подсчета плотности дислокаций в изогнутом матричном кристалле можно использовать понятие о контуре Бюргерса $BB'NN'$ (рис. 58, в). Площадь такого контура равна половине площади DL матричного кристалла. Так как незамкнутость контура Бюргерса равна φL , то контур окружает $\varphi L/b$ дислокаций, каждая с вектором Бюргерса b . Если в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа, толщина кристалла, приведенного на рис. 58, одинакова, то средняя объемная плотность дислокаций в кристалле внутри контура $\rho_G = (DL/2) (\varphi L/b)$. С достаточной точностью угол φ можно заменить углом γ , что дает

$$\rho_G = 2 \gamma / Db. \quad (93)$$

Как было указано [Ashby], плотность этих дислокаций может быть очень велика. Если пластины разделены промежутком в 1 мкм, то, чтобы воспринять кривизну решетки, вызванную деформацией сдвига в 10 %, плотность дислокаций должна составлять $\sim 10^{15} \text{ м}^{-2}$. Это намного больше "статистической" плотности дислокаций $10^{12} - 10^{13} \text{ м}^{-2}$ в однофазном кристалле меди, деформированном на ту же величину. Как следует из уравнения (93), при достаточно малых значениях D эти дислокации могут, очевидно, доминировать в общей плотности дислокаций. Для равноосных частиц к такому же результату приводит достаточно большое отношение f/r (т.е. относительно высокая объемная доля маленьких частиц).

Зависимость между деформациями и напряжениями. Подставляя соответствующее выражение для плотности дислокаций, т.е. (92) или (93) в уравнение (89), учитывая упрочнение в результате взаимодействия с лесом дислокаций, получим формулу, предсказывающую параболическую форму диаграммы растяжения. Таким образом, для равноосных частиц

$$\tau = \tau_0 + \alpha' G (fb \gamma / 2r)^{1/2}. \quad (94)$$

Ясно, что на напряжение пластического течения влияют как размер, так и объемная доля частиц. Для тонкопластинчатых частиц, размер которых сравним с расстоянием между ними D , данное уравнение имеет вид:

$$\tau = \tau_0 + \alpha' G (b \gamma / D)^{1/2}, \quad (95)$$

по мере уменьшения расстояния между пластинами деформационное упрочнение возрастает.

Может быть выведено более сложное, чем (94), выражение для равноосных частиц, если рассматривать вклад в увеличение напряжения пластического течения от действия сразу нескольких факторов, приведенных в уравнении (78). Скользящая дислокация наталкивается не только на лес вторичных дислокаций, исходящих из пластической зоны возле каждой частицы, но и пересекается с частицами и обломками дислокаций, накапливающимися вокруг частиц в первичных плоскостях скольжения. Если γ_0 — остаточная деформация, то

$$\tau = \tau_0 + \alpha G (fb/2r)^{1/2} (\gamma - \gamma_0)^{1/2} + G \gamma_0 A f, \quad (96)$$

где последний член представляет собой дальнедействующее напряжение отображения. При $\gamma \gg \gamma_0$ второй член (напряжение от взаимодействия с дислокациями леса) эквивалентен члену, выведенному [Ashby] для теории леса дислокаций.

Деформационное упрочнение монокристаллов. С целью проверки приведенных выше теоретических разработок был проведен анализ диаграмм растяжения для монокристаллов, содержащих недеформируемые частицы. Например, исследовали [Russell, Ashby] двухфазные кристаллы алюминия, содержащие тонкопластинчатые частицы CuAl_2 , и, кроме того, использовали данные [Dew-Hughes, Robertson]. Полученные ими экспериментальные данные и их сравнение с кривой, рассчитанной по уравнению (95), представлены на рис. 59 (τ_0 принято равным критическому напряжению сдвига). Кривая фактически экстраполируется к началу координат, а ее наклон (0,35) хорошо согласуется с теоретическим (0,33±0,08).

Что касается кристаллов, содержащих равноосные частицы, то деформационное упрочнение вследствие образования массива призматических петель, предсказанное теорией (87) [Hirsch, Humphreys], должно сообщать диаграмме растяжения форму параболы. На рис. 60 представлено сравнение экспериментальных данных, полученных при деформировании кристаллов меди, содержащих дисперсные включения

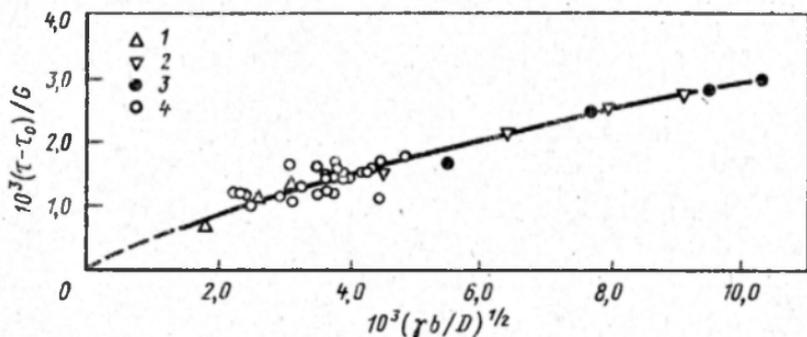


Рис. 59. Приращение напряжения пластического течения при деформационном упрочнении монокристаллов алюминия, содержащих тонкопластинчатые включения θ' -фазы и CuAl_2 [Russell, Ashby]:

1 - Al - 2% Cu; 2 - Al - 3% Cu; 3 - Al - 4% Cu; 4 - по данным [Hughes, Robertson]

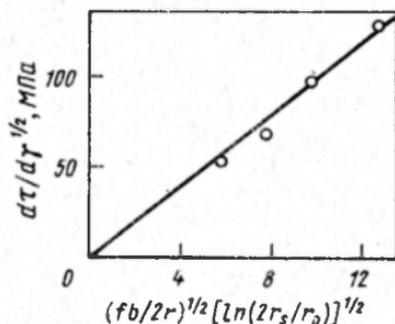


Рис. 60. Степень деформационного упрочнения кристаллов $\text{Cu} + \text{Al}_2\text{O}_3$ во время деформации при температуре 77 К в сравнении с расчетной кривой, построенной по уравнению (87), где $T = \{Gb/4\pi K \ln(2r_s/r_0)$ и частицы предполагаются сферическими так, что $1/D_S^2$ задано $3f/2\pi r$

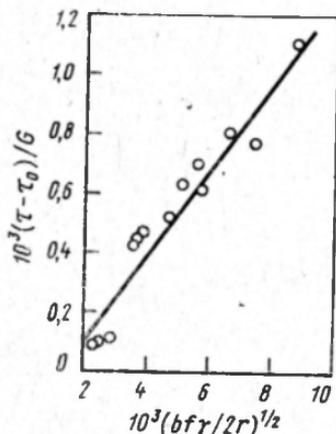
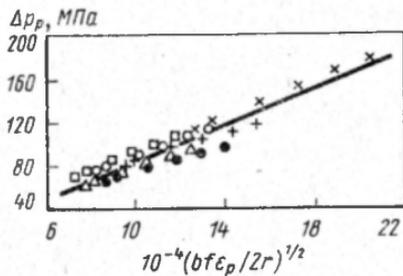


Рис. 61. Приращение напряжения пластического течения в монокристаллах меди, содержащих частицы WcO после деформации сдвига на 10%

Al_2O_3 при температуре 77 К, с теоретической кривой, видно хорошее совпадение результатов эксперимента с теорией, если $q_2 \approx 1$.

Сравнительно хорошее совпадение эксперимента с теорией было получено [Ashby] при расчетах по упрощенной формуле (94) для деформационного упрочнения в результате взаимодействия с лесом дислокаций. На рис. 61 приведено наблюдавшееся в эксперименте и рассчитанное по (94) деформационное упрочнение монокристаллов меди, содержащих частицы BeO , при температуре 77 К. Приведенные значения напряжения пластического течения соответствуют деформации 10 % и были взяты из работы [Jones, Kelly]. Наклон экспериментального графика $0,16 \pm 0,05$ сравним с наклоном теоретической прямой, составляющим $\sim 0,25$. Расхождение, по-видимому, возникает потому, что здесь не учтены другие факторы входящие в уравнение (96).

Рис. 62. Приращение Δp_p в зависимости от периметра $(bf\epsilon_p/2r)^{1/2}$ для ряда сталей, подвергнутых сфероидизирующему отжигу, при пластической деформации до 3,5 %



Деформационное упрочнение поликристаллов. В качестве промышленных сплавов, подходящих для проверки изложенных выше теорий, может служить закаленная и отпущенная сталь, содержащая сфероидизированные частицы карбида в ферритной матрице. Помимо изучения пластического поведения таких сталей исследовали [Anand, Gurland; 1976 b] деформационное упрочнение двух высокоуглеродистых сталей, термообработанных так, чтобы произошло выделение частиц цементита разного размера. Дислокационная субструктура была снята термоэлектрической термообработкой, в результате которой была получена структура равномерно распределенных сфероидальных частиц цементита внутри ферритных зерен, размер которых превышал расстояние между частицами.

На рис. 62 представлены экспериментальные данные и нанесена прямая, рассчитанная по уравнению (94) для приращения напряжения пластического течения при растяжении Δp_p при величине пластической деформации (растяжения) ϵ_p до 3,5 %. При этом деформационное упрочнение описывается уравнением:

$$\Delta p_p = 0,11 + 8247 (bf\epsilon_p/2r)^{1/2}. \quad (97)$$

Очень маленькая величина пересечения отражает вклад в напряжение пластического течения внутренних напряжений, порождаемых дальним взаимодействием и плотностью статистически накопленных дислокаций. Принимаем в уравнении (94) модуль сдвига $G = 82,26$ ГПа, а $\alpha \approx 1$, что хорошо согласуется с теорией Эшби.

Однако если пластическая деформация превышает 3,5 %, то в отличие от теории Эшби Δp_p больше не возрастает по параболическому закону с увеличением деформации. По мере того как наклеп образцов возрастает, в ней формируется ячеистая дислокационная структура, размер ячейки которой приблизительно равен среднему расстоянию между частицами. Хотя механизм образования такой ячеистой структуры еще до конца не ясен, очевидно, что образование подобных ячеек, содержащих группы дислокаций противоположных знаков, обеспечивает в какой-то степени протекание возврата. Таким образом, взаимодействие между различными дислокациями в стенках ячейки препятствует дальнейшему увеличению плотности дислокаций, накопленных из-за действия геометрических факторов. Такой динамический возврат будет приводить к отклонению процесса деформационного упрочнения от предсказанного теоретической моделью Эшби.

3. ПЛАСТИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ В ДВУХФАЗНЫХ МАТЕРИАЛАХ С ГРУБОЙ МИКРОСТРУКТУРОЙ

Теории дисперсионного твердения нельзя применять к часто встречающимся микроструктурам, состоящим из крупных, твердых структурных составляющих, распределенных в матрице. Крупными считают включения, размер которых находится в пределах 1–100 мкм, а объемная доля превышает 0,1. К этой категории относят колонии перлита в феррите, которые образуются в нормализованных углеродистых сталях. В недавно опубликованной в Швеции работе Карлссона и др., сделана попытка расчитать теоретически свойства микроструктуры этого типа.

В сталях с феррито-перлитной структурой феррит остается непрерывным при содержании углерода до 0,4–0,5 % (по массе). Перлитные зоны в такой микроструктуре можно рассматривать как макроскопически однородные. Поэтому должно быть возможным описать свойства агрегата через пластические свойства отдельных структурных составляющих, если известно, как между ними распределены деформация и напряжение и как они взаимодействуют при деформировании. Аналогичный метод может быть применен для оценки свойств композитов, таких как карбид вольфрама, диспергированный в кобальте, и сплавы Fe–Ni–C, состоящие из островков мартенсита в аустенитной матрице.

Предел текучести таких агрегатов (например, феррито-перлита в непрерывной ферритной матрице) мало отличается от значения, получаемого для однофазной матрицы с тем же размером зерна, и не зависит от твердости включений. Однако напряжение пластического течения и степень деформационного упрочнения значительно выше, чем в однофазной матрице, и возрастает с увеличением твердости включений.

При пластическом деформировании агрегата деформируются обе структурные составляющие, причем более твердая деформируется сначала упруго, а затем пластически. Напряжение пластического течения матрицы может быть с удовлетворительной точностью подсчитано, исходя из концепции дислокаций, которая предполагает различную степень деформации двух структурных составляющих агрегата. Однако для того, чтобы оценить величину напряжения пластического течения для агрегата, необходимо знать распределение в агрегате как деформаций, так и напряжений. Идею влияния твердых включений на характер диаграммы растяжения агрегата можно пояснить на двух простых моделях идеализированной среды (рис. 63). Фазы расположены так, что они испытывают или одинаковую деформацию, или в них возникает одинаковое напряжение (взаимодействие между фазами в результате принудительного поперечного сужения при растяжении или неодинаковой поперечной деформации не учитывается).

Переход в пластическое состояние начинается при достижении предела текучести мягкой фазы. Однако степень деформационного упрочнения выше, чем при деформации одной мягкой фазы на такую же величину. У модели одинаковой деформации фаз (рис. 63, а) это может быть отнесено на счет увеличения напряжения, передаваемого к более твердой фазе, ко-

торая все еще находится в упругом состоянии. У модели одинакового напряжения в фазах (рис. 63, б) напряжение в мягкой фазе возрастает вследствие более высокой степени ее деформации. Обе модели справедливы только до тех пор, пока более твердая структурная составляющая тоже не начнет деформироваться пластически. Когда твердая структурная составляющая переходит в пластическое состояние, степень деформационного упрочнения агрегата становится фактически равной степени упрочнения более мягкой структурной составляющей, но при более высоком уровне напряжения пластического течения.

Реальное соотношение напряжений, возникающих в структурных составляющих, лежит, очевидно, между случаем одинаковых напряжений и случаем одинаковых деформаций. Эмпирически предложено распределять деформацию между структурными составляющими на основе модели одинаковых деформаций, а напряжения — модели одинаковых напряжений. Следовательно, если объемные доли структурных составляющих обозначить через f_1 и f_2 , то

$$\bar{p} = f_1 p_1 + f_2 p_2, \quad (98)$$

$$\epsilon = f_1 \epsilon_1 + f_2 \epsilon_2. \quad (99)$$

Такой подход был успешно применен [Karlsson, Linden], чтобы предсказать напряжение пластического течения в сталях с феррито-перлитной структурой, у которых перлитные включения разной твердости получали изменением скорости охлаждения после аустенизации. Деформацию пер-

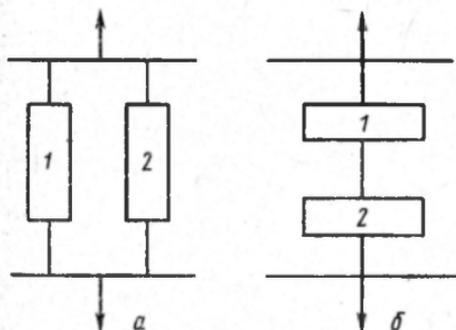


Рис. 63. Модели идеализированной среды с возможным расположением двух структурных составляющих агрегата (1 и 2):

а — модель одинаковой деформации фаз ($p = p_1 f_1 + p_2 f_2$); б — модель одинакового напряжения в фазах ($\epsilon = \epsilon_1 f_1 + \epsilon_2 f_2$)

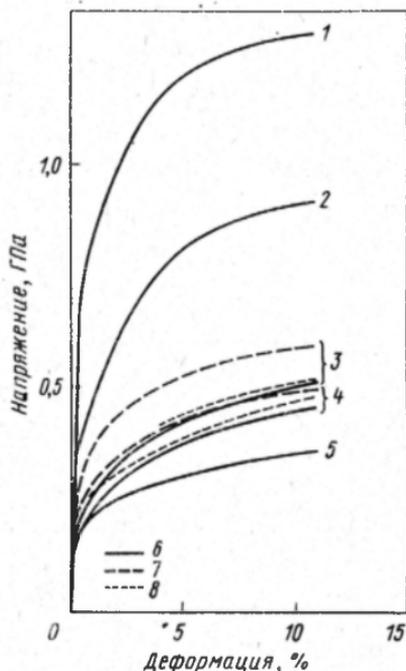


Рис. 64. Диаграммы растяжения для феррита, перлита и их агрегата в малоуглеродистой стали:

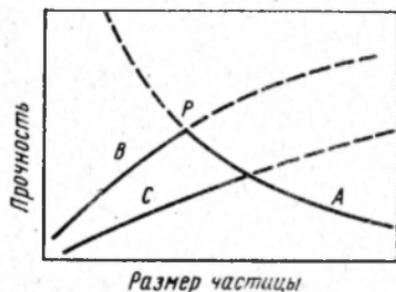
1 — твердый перлит; 2 — мягкий перлит; 3 — феррит — твердый перлит; 4 — феррит — мягкий перлит; 5 — феррит; 6 — по экспериментальным данным; 7 — рассчитано для модели с одинаковой деформацией; 8 — рассчитано по уравнениям (98) и (99)

литной составляющей определяли косвенным путем по замерам микротвердости, предварительно построив тарировочный график твердость — деформация для деформированных образцов с целиком перлитной структурой. По известной деформации перлитной составляющей может быть затем найдена деформация феррита, а по уравнению (99) определена деформация всего образца.

Объединяя напряжения пластического течения для каждой структурной составляющей, соответствующие полученной ими деформации, как это сделано в уравнении (98), получают значение напряжения пластического течения для всего агрегата (рис. 64), которое хорошо согласуется с результатами эксперимента. Отсюда можно сделать вывод, что закон смеси, примененный в уравнениях (98) и (99), по-видимому, позволяет предсказывать с достаточной точностью напряженно-деформированное состояние грубых двухфазных агрегатов.

4. ПОЛУЧЕНИЕ ПРОЧНЫХ ДИСПЕРСНО-УПРОЧНЕННЫХ СТРУКТУР

Сделав обзор теорий дисперсионного твердения и рассмотрев, с какой точностью они позволяют определить прочность дисперсно-упрочненных сплавов, завершим настоящую главу обзором методов получения высокопрочных дисперсно-упрочненных материалов.



Из изложенного выше следует, что если выделения деформируемы, то их собственные свойства играют важную роль, поскольку сам размер вы-

Рис. 65. Прочность дисперсно-упрочненного материала в зависимости от размера частиц

делений влияет на прочность мало. Для недеформируемых выделений прочность не зависит от их свойств, но сильно меняется при изменении их дисперсности и размера. В обоих случаях, чем больше объемная доля выделений, тем выше прочность структуры. Поясним это диаграммой на рис. 65. Кривая *B* соответствует деформируемым выделениям и показывает, что с изменением размера частиц меняется прочность. Кривая *A* демонстрирует изменение прочности в зависимости от размера недеформируемых частиц. Объемные доли частиц в обоих случаях одинаковы. Переход от одного типа поведения к другому происходит в точке *P*, в которой система обладает максимальной прочностью.

С увеличением объемной доли выделений кривые *A* и *B* смещаются вверх, а с ними растет максимальное значение прочности. Увеличение же собственной прочности выделений приводит к смещению вверх лишь кривой *B* и тоже увеличивает максимальную прочность сплава, но пик прочности при этом смещается в сторону меньших размеров частиц. Поэтому процесс образования зародышей должен идти достаточно интенсивно, чтобы вся объемная доля выделений успела выпасть к моменту, когда

средний размер частиц достигнет критического значения, соответствующего пику прочности. Если скорость образования зародышей недостаточно велика, то кривая *B* сместится вниз и займет положение, обозначенное кривой *C*, а это приведет к снижению максимальной прочности и смещению пика прочности в сторону больших размеров частиц.

К сожалению, достижение высокой объемной доли включений с высокой энергией связи в сплавах, где образование выделений происходит из-за изменения растворимости растворенного элемента с температурой, наталкивается на принципиальные затруднения. Это обусловлено тем, что вследствие правила Юм-Розери высокая энергия связи уже сама по себе подразумевает малую растворимость. У сталей этот эффект оказывается подавлен в связи с аллотропическим превращением основного металла, которое может быть использовано как альтернативный способ сильного пересыщения низкотемпературной (ферритной) фазы.

Мартенситно-стареющие стали

Наиболее характерным примером использования такого фазового превращения для получения высокопрочного, дисперсно-упрочненного твердого раствора является семейство мартенситно-стареющих сталей. Первые исследования этого процесса проводили на сплавах Fe — 18 % Ni с очень низким (0,03 %) содержанием углерода. Было обнаружено, что такой твердый раствор претерпевает мартенситное превращение при охлаждении на воздухе с температуры 860°C и имеет ячеистую структуру с высокой плотностью мобильных дислокаций, что обеспечивает высокую вязкость материала. Характерной чертой мартенсита такого типа является широкая петля гистерезиса превращения аустенита в мартенсит при охлаждении и, наоборот, мартенсита в аустенит при нагреве. При охлаждении точка M_s для сплава Fe — 18 % Ni соответствует ~280°C, а при нагреве температура обратного перехода составляет около 600°C, что позволяет проводить старение мартенситной матрицы при высокой температуре (480°C), не опасаясь образования аустенита.

Мартенситное превращение происходит при охлаждении на воздухе после гомогенизации при 860°C; обычно так обрабатывают крупные черновые кованные заготовки. Перед заключительной операцией старения деталь может быть подвергнута чистовой механической обработке, так как изменение размеров детали во время старения крайне незначительно. Упрочнение при старении обычно объясняют образованием мелкодисперсных выделений Ni_3Mo и Ni_3Ti , хотя исследователи обнаруживали и другие интерметаллические фазы, которые не когерентны с матрицей, и поэтому выделяются в основном на дислокациях и по границам зерен.

Высокая плотность дислокаций перед началом старения объясняется сдвигом решетки при мартенситном превращении, что приводит к возникновению большого количества мест образования зародышей дисперсной фазы. У таких сталей предел текучести достигает ~1,8 ГПа при относительном удлинении 10 % и сужении от 40 до 60 %. Такое сочетание механических свойств обеспечивает также отличную вязкость разрушения и позволяет использовать данные стали для изготовления деталей ответственного назначения.

Прочность мартенситно-стареющих сталей объясняется высокой плотностью дефектов решетки и наличием в микроструктуре тонкодисперсных фаз. Другим альтернативным широко используемым способом получения таких структур является термомеханическая обработка, которая заключается в комбинировании процессов старения и деформации с целью получения оптимальных свойств. Хорошим примером такой обработки служит аусформинг сплавов на железной основе.

Процесс аусформинга, схематически представленный на рис. 66, заключается в деформации метастабильного аустенита перед его закалкой на мартенсит. Добавление легирующих элементов (например, хрома), которые понижают скорость диффузии и сильно задерживают распад аустенита, обеспечивает широкий температурный диапазон существования метастабильного аустенита, что позволяет интенсивно деформировать его. Затем аустенит закачивают и слегка отпускают так, чтобы произошло выпадение тонкодисперсных карбидов, обычно это карбиды хрома, молибдена и ванадия. Улучшение свойств снова является результатом сочетания мелкозернистой микроструктуры, высокой плотности дефектов и наличия тонкодисперсных выделений.

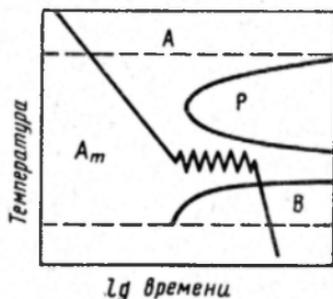


Рис. 66. Схема процесса Ausforming: А — аустенит; P — перлит; В — бейнит; A_m — метастабильный аустенит

Степень упрочнения при аусформинге зависит от температуры деформирования, температуры аустейнизации и скорости деформации. Как правило, предел текучести и предел прочности на растяжение возрастают примерно на 15 МПа на каждый 1 % деформации. Ниже приведены значения σ_B для железа и его сплавов, МПа:

Монокристалл железа	26
Малоуглеродистая сталь	340
Легирующая сталь	До 2100
Мартенситно-старееющая сталь	2400
Сталь после аусформинга	2940
Теоретическая прочность железа	8500

Композиты с большой объемной долей

Ограничения на возможность получения композитов с большими объемными долями, накладываемые диаграммой равновесия, можно обойти несколькими путями. Исторически первым из этих методов стала порошковая металлургия. Применяемый сегодня для изготовления режущего инструмента композит WC-Co получают именно методом порошковой металлургии. Высокая твердость данного композита является следствием большой объемной доли фазы WC, а его свойства можно рассчитать на основе закона смеси (см. раздел 3).

Порошковая металлургия обеспечивает получение в металлах дисперсных фаз с высокой термодинамической стабильностью (например, жаростойких оксидов), хотя простое перемешивание металлических порошков и последующее их уплотнение и спекание давало ограниченные результаты. Во-первых, очень трудно, если не невозможно, получить равномерное распределение оксидов при перемешивании. Во-вторых, минимальное расстояние между частицами никогда не будет меньше размера самой частицы металлического порошка.

К успешно применяемым методам порошковой металлургии относится совместное осаждение тонкодисперсных оксидов с последующим восстановлением одного из них до металла. По такой технологии уплотняют и спекают композиты никель — оксид тория (TD-никель), а позднее для изготовления сложных жаропрочных сплавов, содержащих дисперсные частицы оксидов и интерметаллические (γ') фазы, был применен метод высокоэнергетического окатывания — механическое легирование, который рассматривается в гл. 4.

За последние годы наметился новый подход к проблемам получения дисперсно-упрочненных сплавов, начало которому положила работа [Duwes] по "охлаждению разбрызгиванием", в которой показана возможность получения неравновесных структур очень быстрой закалкой жидких сплавов. Последующее старение такого сильно пересыщенного сплава приводит к выпадению тонкодисперсных выделений. Охлажденные разбрызгиванием гранулы уплотняют и спекают по обычной технологии, но расстояние между выделениями в этом случае, конечно, гораздо меньше, чем размер гранулы.

В конечном счете, атомы одного металла можно ввести в другой методами облучения или диффузии, преодолев, таким образом, ограничения на растворимость в твердом состоянии. Примером может служить технология внедрения ионов, посредством которой были получены структуры с большой объемной долей выделений. Однако в связи с высокой себестоимостью производства, промышленное изготовление материалов по данному методу еще не налажено.

Глава 3. МИКРОМЕХАНИЗМЫ РАЗРУШЕНИЯ ДВУХФАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ

1. ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрев поведение сплавов, содержащих выделения, при переходе в пластическое состояние и при пластической деформации, можно перейти к изучению механизмов разрушения таких сплавов. Рассмотрим влияние частиц на зарождение трещин, а затем на их распространение вплоть до наступления разрушения. Обсудим также различные виды разрушения, а именно вязкое разрушение, внутризеренный скол и межкристаллитное разрушение. И, наконец, остановимся на роли частиц в микромеханизмах разрушения при усталости.

Следует отметить, что процессы разрушения дисперсно-упрочненных материалов гораздо сложнее, а изучены значительно меньше, чем их переход в пластическое состояние и деформационное упрочнение, которые можно даже приближенно рассчитать (см. гл. 2). Процессы разрушения сопровождаются движением относительно большого числа дислокаций и, кроме того, важным фактором, по-видимому, является характер скольжения, с рассмотрения которого мы и начнем.

2. ХАРАКТЕР СКОЛЬЖЕНИЯ В СПЛАВАХ, СОДЕРЖАЩИХ ЧАСТИЦЫ

Обзор настоящего вопроса и его связь с характером разрушения был впервые сделан в работе [Hornbogen, Lüdtjering]. Данная макроскопическая величина пластической деформации может быть распределена в кристалле однородно или неоднородно. Рассмотрим случай, когда деформация происходит путем единичного скольжения. На рис. 67 приведены основные геометрически возможные варианты деформирования, соответствующие-

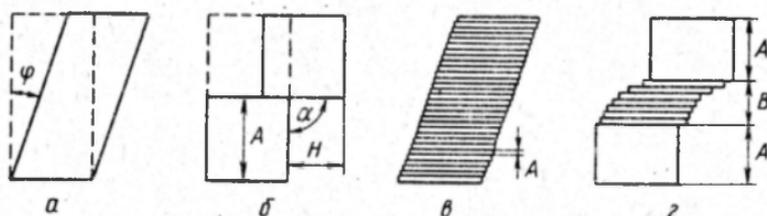


Рис. 67. Геометрически возможные варианты пластического деформирования по одной системе плоскостей скольжения [Hornbogen, Gahr; 1975]

щие такому случаю: картина макроскопической деформации сдвига φ (рис. 67, а) и три возможных варианта получения такой макроскопической деформации путем сдвига по одной системе плоскостей скольжения (рис. 67, б-г).

На рис. 67, б показана ступенька высотой H , возникшая при сдвиге по одной плоскости, и обозначен угол α между ступенькой и поверхностью кристалла. Ту же макроскопическую деформацию получают при гораздо меньших смещениях в плоскости скольжения, но за счет близко расположенных между собой нескольких линий скольжения (рис. 67, в). Таким образом, на рис. 67, б и в приведены примеры соответственно неоднородного и однородного распределения деформации по одной системе плоскостей скольжения. На рис. 67, г показано, как деформация сдвига может быть локализована в полосе скольжения толщиной B (A — расстояние между полосами скольжения). С точки зрения неоднородной деформации данный случай занимает как бы промежуточное положение между вариантами, приведенными на рис. 67, б и в.

Если вектор Бюргерса в рассматриваемой системе скольжения обозначить через b , а через n — число скользящих дислокаций, лежащих в отдельной плоскости скольжения, то

$$\varphi = \Sigma H / \Sigma A = \Sigma nb \sin \alpha / \Sigma A. \quad (100)$$

В работе [Hornbogen, Zum Gahr; 1975] перечислены факторы, влияющие на характер скольжения. Первому – грубому – типу скольжения благоприятствуют: малая энергия дефектов упаковки в твердом растворе; перерезание выделений дислокациями; ближний порядок; радиационные повреждения и поры; малое количество задействованных систем скольжения; испускание дислокаций; большой размер зерна. Второму – тонкому – типу скольжения: большая энергия дефектов упаковки; обход дислокациями выделений; лес дислокаций; переползание дислокаций; большое количество задействованных систем скольжения; малый размер зерна.

Мы не будем подробно обсуждать здесь все вышеперечисленные факторы, а остановимся только на роли энергии дефектов упаковки. В материалах, где эта энергия мала, для поперечного скольжения требуется по-

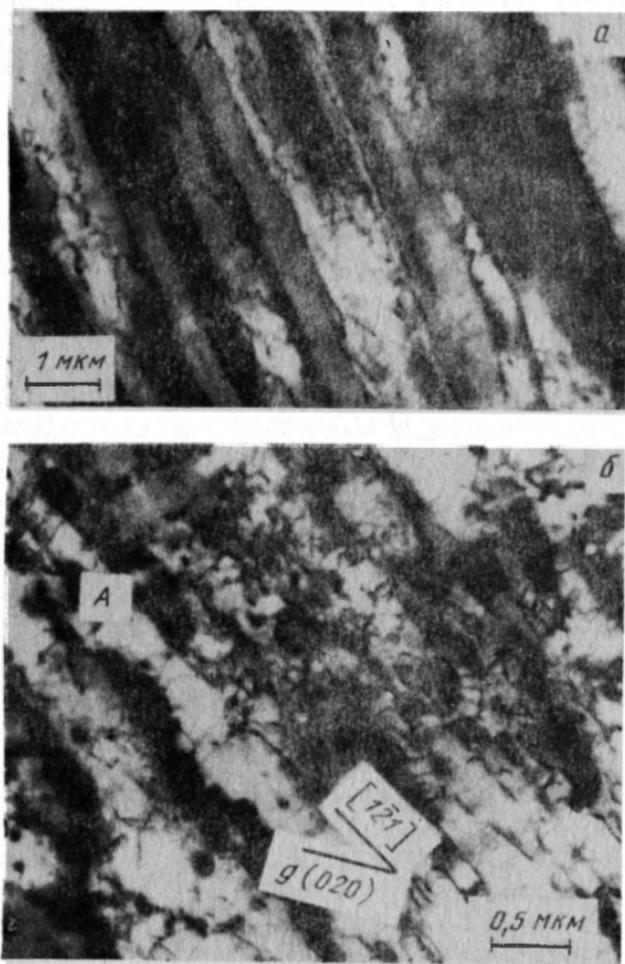


Рис. 68. Структуры кристаллов однофазного сплава Cu – 0,7 % Co после деформации на 60 % (а) и состаренного сплава Cu – 21 % Co после деформации на 64 % (б); плоскости (101) (Humphreys)

вышенное напряжение, чтобы свести вместе диссоциированные дислокации. Отсюда очевидно, что в таких металлах будет преобладать неоднородное скольжение.

Ранее уже было установлено, что если диаметр частиц второй фазы превосходит некоторую критическую величину d_c , то перерезание частиц дислокациями сменяется процессом образования вокруг них петель Орована (см. рис. 65), а при дальнейшем наклепе вокруг частиц образуются скопления дислокаций. Это приводит к деформационному упрочнению плоскости скольжения, по которой происходило движение дислокаций, и, таким образом, благоприятствует началу скольжения по другой плоскости скольжения, т.е. скольжение начинает приобретать однородный характер.

Сказанное можно проиллюстрировать микрофотографиями, полученными на электронном микроскопе. Так на рис. 68, а приведена структура однофазного медного сплава, деформированного так, чтобы достигнуть второго участка диаграммы растяжения в координатах напряжение — деформация. Образец был вырезан вдоль плоскости $(\bar{1}01)$, которая перпендикулярна плоскости базиса (111) . Хорошо заметны следы плоскостей скольжения, расстояние между которыми равно $\sim 0,75$ мкм. Чередование светлых и темных участков поперек плоскостей скольжения указывает на разориентировку решетки. Подобная разориентировка составляет обычно около 1° .

На рис. 68, б показано распределение дислокаций в кристалле двухфазного сплава Cu — 2,1 % Co, состаренного до образования частиц кобальта со средним диаметром 80 нм и подвергнутого деформации сдвига, величина которой сопоставима с деформацией, приложенной к однофазному кристаллу. Сравнение с рис. 68, а показывает, что распределение дислокаций в данном случае совершенно другое: первичные плоскости скольжения по-прежнему можно выявить, но изменение контраста в поперечном направлении в них невелико и разориентировка не превышает $10'$. Это означает, что при одинаковой величине напряжений расстояние между плоскостями скольжения и количеством дислокаций, лежащих в одной плоскости, будет меньше у кристалла, содержащего неперерезанные частицы, чем у кристалла однофазного сплава, потому что его структура более гомогенна, а величина разориентировки решетки меньше.

Вообще данное явление наблюдают в кристаллах, содержащих частицы, размер которых превышает критическое значение, соответствующее образованию петель Орована (см. рис. 65). Частицы со средним диаметром, меньшим, чем d_c , перерезаются во время пластической деформации на величину, равную вектору Бюргерса b . Поэтому после прохождения первой дислокации эффективное поперечное сечение частиц, лежащих в плоскости скольжения, уменьшается. Последующие дислокации, генерируемые тем же источником, будут перерезать новые частицы и, следовательно, разупрочнять плоскость скольжения, количественно этот процесс можно описать исходя из следующих соображений.

Как изложено в разделе 1 гл. 2, для кристалла, содержащего перерезае-

мые дислокациями частицы диаметром d , объемная доля которых равна f , напряжение пластического течения обычно задают уравнением:

$$\tau = C(fd)^{1/2}, \quad (101)$$

где C — константа, величина которой зависит от рассматриваемого механизма упрочнения [см., например, уравнения (54), (60) и (64)]. Если данную частицу перерезают n дислокаций с вектором Бюргерса b , то сечение частицы в плоскости скольжения сократится на величину nb . Полагая для простоты, что перерезание частиц происходит в плоскости их диаметра, получим выражение для напряжения последующего перерезания:

$$\tau = C[(d - nb)]^{1/2} = C[fd(1 - nb/d)]^{1/2}. \quad (102)$$

Таким образом происходит деформационное разупрочнение плоскости скольжения и поэтому будет возникать тенденция к дальнейшему сдвигу по данной плоскости, т.е. в таком кристалле скольжение будет стремиться стать неоднородным. Тенденция к неоднородному скольжению будет тем ясней выражена, чем больше убывает τ после прохождения одной дислокации. Следовательно, можно ожидать, что величина $d\tau/dn$ будет характеризовать склонность к огрублению скольжения при деформационном разупрочнении. Дифференцируя выражение (102), получим:

$$d\tau/dn = -bCf^{1/2}/2[d(1 - nb/d)]^{1/2}. \quad (103)$$

Отсюда следует, что скольжение будет тем грубей, чем больше объемная доля частиц и больше значение C (величина коэффициента C зависит от удельной твердости частицы) и меньше размер частиц.

На рис. 69 показано изменение местного критического напряжения сдвига в зависимости от числа дислокаций, прошедших по плоскости скольжения, для двух обсуждаемых ситуаций: когда размер частиц $d > d_c$ и наблюдается местное деформационное упрочнение, ведущее к гомогенности распределения дислокаций, а также, когда $d < d_c$, и согласно (102) происходит местное разупрочнение.

Авторы работы [Hornbogen, Lütjering] рассмотрели изменение $d\tau/dn$, т.е. изменение характера скольжения во время изотермической выдержки дисперсионно твердеющего сплава. Их выводы представлены схематически на рис. 70. Как ранее обсуждалось, в однофазном твердом растворе однородность деформации по существу зависит только от энергии дефектов упаковки материала. Во время образования зародышей частиц $d\tau/dn$ становится все более отрицательным, достигая минимального значения при максимальной объемной доле выделений минимального размера. При укрупнении частиц $d\tau/dn$ становится менее отрицательным и, когда размер частиц достигает критического значения d_c , дислокации начинают обходить выделения и деформационное упрочнение плоскости скольжения приводит к гомогенизации скольжения. Следовательно, $d\tau/dn$ становится положительным.

Перечисленные выше изменения можно наблюдать, изучая распределение ступенек, возникающих во время деформации на полированной поверхности образцов, подвергнутых старению при разных температурах.

Используя данный метод, сравнили [Lütjering, Weissmann] распределение полос скольжения на поверхности образцов сплава Ti — 16,8 % Al, состаренных при 750 и 850°C в течение 100 ч и подвергнутых затем деформации на 1 %.

При старении по первому режиму в сплаве произошло только выделение когерентных частиц, расположенных внутри зерен. Линии скольжения расположены на деформированной поверхности редко, на большом расстоянии друг от друга. Старение при более высокой температуре привело к образованию частично когерентных частиц, которые при деформировании образца дислокации обходят. В этом случае на поверхности образца

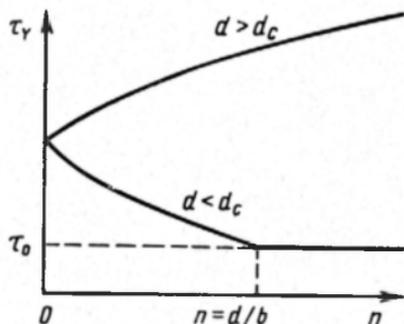


Рис. 69. Локальное критическое напряжение сдвига $\tau_Y = (\tau_0 + \Delta\tau)$ в функции от числа дислокаций n , прошедших по плоскости скольжения [Hornbogen, Zum Gahr; 1975]

наблюдают большое количество однородно распределенных мелких ступенек. Позднее мы остановимся на разнице в характере разрушения между двумя структурами.

Основное влияние неоднородного распределения пластической деформации на механические свойства заключается в том, что в месте концентрации деформации может быть достигнут уровень напряжений, соответствующий напряжению разрушения, даже если полная пластическая деформация еще относительно мала. Рассмотрим теперь возможные процессы разрушения и соответственно влияние характера скольжения на разные механизмы разрушения.

3. ВЯЗКОЕ РАЗРУШЕНИЕ

Разрушение в пластичных твердых телах происходит в результате концентрации пластической деформации в ограниченной области. Идеализированная модель такого процесса разрушения приведена на рис. 71, а. Здесь под действием деформации растяжения происходит простой сдвиг по одной плоскости скольжения. Однако такая концентрация пластической дефор-

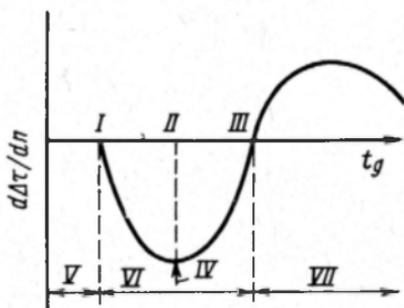


Рис. 70. Схема изменения $d\Delta\tau/dn$ за время изотермического старения t_g дисперсионно твердеющего сплава:

I — начало образования частиц; *II* — выпадение максимальной объемной доли частиц минимального размера; *III* — перезревание → обход; *IV* — максимум тенденции к негомогенности; *V* — гомогенность деформации определяется энергией дефектов упаковки; *VI* — негомогенность деформации, вызванная частицами; *VII* — гомогенность деформации, вызванная частицами

мации невозможна до тех пор, пока материал способен деформационно упрочняться.

Если скольжение происходит одновременно по двум взаимно перпендикулярным плоскостям, то такому процессу соответствует модель разрушения (образование шейки), представленная на рис. 71, б. Обоим этим процессам должна соответствовать поверхность разрушения в виде острой кромки или точки, но на практике при вязком разрушении площадь поверхности разрушения оказывается гораздо больше. Это связано с тем, что при вязком разрушении одновременно с утонением шейки растут мел-

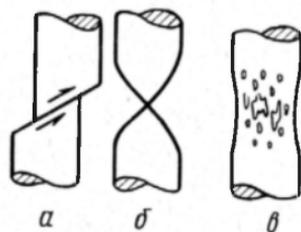


Рис. 71. Механизмы вязкого разрушения цилиндрического образца: простой сдвиг (а), образование шейки (б) и рост мелких пустот (в)

кие пустоты, которые имеются в материале. Они и не позволяют достичь 100 %-ного уменьшения площади поперечного сечения.

Наиболее фундаментальное открытие, касающееся механизма вязкого разрушения материалов, содержащих частицы второй фазы, заключается в том, что оно начинается путем образования пустот возле поверхности выделившихся частиц или в результате разрыва связи на поверхности частица — матрица или вследствие растрескивания частиц второй фазы. По мере дальнейшей деформации материала эти пустоты растут и в конечном счете укрупняются по механизму образования внутренней шейки. Это сообщает поверхности разрушения характерную форму чашечного излома, являющуюся отличительной чертой вязкого разрушения. Процесс роста пустот схематически показан на рис. 71, в. Рассмотрим отдельно зарождение и рост таких внутренних пустот во время вязкого разрушения дисперсно-упрочненных материалов.

Зарождение пустот

Хотя процессы роста пустот и их взаимосвязь с разрушением до конца еще не поняты, они изучены гораздо лучше, чем процесс зарождения пустот вокруг частиц второй фазы. Хорошо известно, что если частицы с большим отношением ширины к толщине могут подвергаться множественному внутреннему разрушению, то равноосные частицы почти всегда являются местом зарождения пустот, которые возникают на поверхности раздела частица — матрица. Проблема неравноосных частиц, поведение которых, помимо их размера и расстояния между ними, зависит также от их формы и ориентации, является сложной проблемой и здесь рассматриваться не будет. Следовательно, сосредоточим свое внимание на процессе зарождения пустот у поверхности равноосных частиц, последние мы будем считать жесткими и пластически недеформируемыми.

Теории зарождения пустот можно разделить на три категории: 1) энер-

гетические критерии; 2) критерии местной деформации; 3) критерии местного напряжения. Вкратце¹ рассмотрим их.

Критерии критической энергии. Данная модель предполагает, что во время пластического деформирования матрицы некоторые области внутри и вокруг частиц должны увеличивать свою упругую энергию и что при определенной величине деформации энергетически выгодным становится высвобождение этой накопленной в зонах локальной деформации энергии для разрушения связи частиц с матрицей или самой частицы. Некорректность такой модели очевидна, так как она предполагает, что при образовании пустот целый сложный массив дислокационных петель, окружающий частицу, сливается, образуя поверхность раздела. На практике большинство петель должно быть неподвижно закреплено в результате их взаимного пересечения.

Если просто подсчитать упругую энергию, выделяемую (сферической) частицей, и приравнять ее к энергии поверхности пустоты, то можно записать:

$$(2/3)\pi r^3 G \gamma_n^2 = 4\pi r^2 \sigma, \quad \gamma_n = (6\sigma/rG)^{1/2}, \quad (104)$$

где r — радиус частицы, а σ — удельная поверхностная энергия трещины, которую можно представить как

$$\sigma = \sigma_m + \sigma_p - \sigma_i,$$

где σ_m , σ_p и σ_i — поверхностная энергия соответственно матрицы, частицы и межфазной границы частица — матрица.

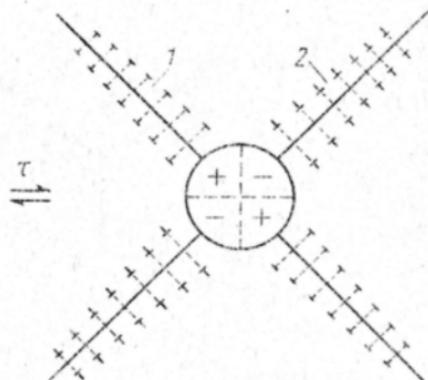
Уравнение (104) предсказывает, что деформация зарождения пустот γ_n зависит от размера частицы и разрушение связи будет происходить сначала у самых крупных частиц. В работе [Tanaka, Mori, Nakamura] подсчитали, что накопление соответствующего количества энергии для всех частиц, за исключением самых мелких (< 25 нм), достигается почти сразу же после начала пластической деформации. Так как во многих случаях наблюдают частицы размером на два порядка больше, связь которых с матрицей не нарушается при деформациях в сто и более раз большей, чем та, которая соответствует началу пластического течения, то можно заключить, что данное энергетическое условие является лишь необходимым, т.е. для того, чтобы произошло отделение частицы от матрицы, требуется достичь в некоторых локальных точках прочности межфазной границы.

Критерий критической деформации. В работе [McClintock] было предположено, что образование пустот на межфазной границе может зависеть от выполнения критерия критической местной деформации или же критической деформации сдвига и нормального напряжения на межфазной границе. Природа этого комбинированного критерия не выяснена, но автор дает глубокий анализ распределения напряжений в идеально пластической матрице вокруг недеформируемых частиц и показывает, что возле частиц может возникать большая концентрация напряжений.

¹ Наиболее подробный обзор на эту тему был опубликован в работе [Goods, Brown].

Критерий критического напряжения. Для предсказания достаточного (а также и необходимого) условия образования пустот была сделана попытка применять понятия о критических местных напряжениях и деформациях. Концепция критического местного напряжения как причины образования пустот была затронута в гл. 2 при обсуждении механизмов релаксации у поверхности недеформируемых частиц, окруженных пластичной матрицей. Как показано на рис. 72, при сдвиге матрицы в двух квадрантах, примыкающих к частице, возникают сжимающие напряжения, а в других двух — растягивающие. Для каждого квадранта показаны массивы призматических дислокационных петель. Эшби рассчитал напряжение на межфазной границе частица — матрица, возникающее при скоплении таких петель, и предположил, что образование пустот (в квадрантах, где действуют растягивающие напряжения) будет происходить, когда напряжение на границе достигает некоторого значения, называемого напряжением разрушения границы [Ashby, 1966].

Рис. 72. Массивы вторичных призматических петель возле твердой частицы, окруженной пластичной матрицей, испытывающей деформацию сдвига; обозначены области действия сжимающих (+) и растягивающих (-) напряжений на межфазной границе частица — матрица: 1 — междуузельные петли; 2 — вакансионные петли



Если n дислокационных петель образуют скопление длиной k , то среднее растяжение между петлями равно k/n ; эта величина соответствует также расстоянию от частицы до ближайшей к ней петли. Возле петли напряжения аналогичны напряжениям, возникающим рядом с прямой дислокацией, и убывают обратно пропорционально расстоянию. Поэтому растягивающее напряжение на межфазной границе частица — матрица, возникающее от действия остальных, кроме ближайшей к ней дислокационной петли, можно не учитывать. Таким образом, растягивающее напряжение, действующее на частицы, возрастает пропорционально n/k . Из уравнения (90) $n = 4r \gamma/b$, следовательно, напряжение возрастает пропорционально $4r \gamma/kb$, т.е. оно меняется приблизительно линейно с изменением деформации и диаметра частицы. Поэтому при прочих равных условиях пустоты будут образовываться сначала у более крупных частиц, а чем меньше их размер, тем больше должна быть деформация матрицы, прежде чем начнется образование пустот.

Если включения крупные ($\gg 1$ мкм), а материал, их содержащий, не проявляет признаков грубого скольжения, то можно рассматривать такие включения как окруженные пластичной средой. Приближенный анализ [Argon, Im, Safoglu] поведения идеализированной матрицы показал, что при чистом сдвиге максимальное местное растягивающее напряжение воз-

ле сферического включения в 1,5–2 раза превышает приложенное к образцу напряжение. Интересен вывод о том, что зависимость γ_n от размера частиц может быть связана с неоднородностью распределения включений: растягивающие напряжения на межфазной границе возрастают с увеличением местной объемной доли включений.

При очень малых объемных долях второй фазы включения не взаимодействуют даже при очень большой степени пластической деформации. Поэтому при расчете принимают, что напряжения на межфазной границе не зависят от размера включений. Авторы работы [Argon, Im, Safoglu] пришли к выводу, что некоторые из многих известных примеров влияния размера включений на образование пустот можно объяснить в рамках предлагаемой ими модели изменением объемной доли второй фазы от точки к точке (т.е. неравномерным распределением включений).

Эшби составил таблицу значений экспериментально наблюдавшихся деформаций зарождения пустот у частиц второй фазы в образцах, подвергнутых одноосному растяжению (табл. 2). Так как методики определения этих деформаций (выражены через истинные деформации растяжения e_n) различны, полученные результаты не всегда согласуются между собой, но они позволяют указать порядок значений e_n .

Рост и слияние пустот

Зародившись возле частиц, пустоты затем под действием все возрастающей деформации растяжения растут и в момент, предшествующий разрушению, соединяются друг с другом. В работе [Knott, 1973] сделан обзор некоторых из ранних теоретических моделей этого процесса, а авторы работы [Brown, Embury] разработали простую теорию, которая хорошо объясняет результаты экспериментальных наблюдений.

Модель Брауна и Эмбюри дает полуколичественное объяснение многих данных и пригодна для сравнения разнообразных микроструктур. Предполагается, что зародившиеся пустоты (рис. 73) растут в результате пластического удлинения, хотя участок пластичной матрицы, расположенный между соседними частицами, не может, исходя из условия неразрывности с остальным объемом матрицы, испытывать очень больших местных де-

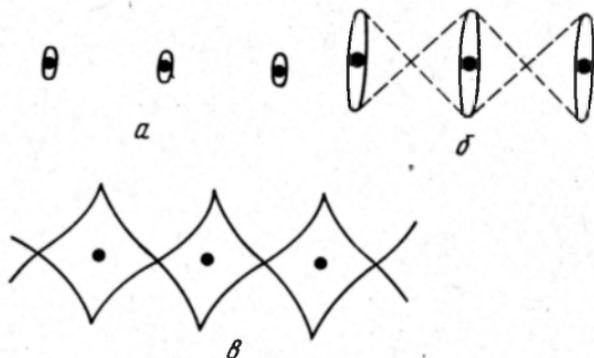


Рис. 73. Рост (а) и (б) и слияние (в) пустот, образующихся возле частиц при вязком разрушении

формаций. Вследствие эффекта концентрации напряжений сферические пустоты будут удлиняться первоначально со скоростью примерно в два раза большей, чем сам образец. По мере растяжения они становятся эллиптическими и скорость их роста постепенно замедляется, пока уже для очень сильно вытянутых пустот не становится равной скорости удлинения самого образца.

Когда пустоты вытягиваются до такой степени, что их длина становится соизмерима с расстоянием между ними, то, как показано на рис. 73, б, между ними можно нанести такое поле линий скольжения, при котором снимается ограничение на величину местной пластической деформации. Браун и Эмбюри предполагают, что как только возникает геометрическая картина, представленная на рис. 73, б, дальнейшее пластическое течение локализуется по одной линии скольжения и немедленно происходит вязкое разрушение (рис. 73, в). Считается, что на этом последнем этапе дополнительное уменьшение площади поперечного сечения очень мало.

Однако следует обратить внимание на то, что при испытании на растяжение образование шейки обычно начинается задолго до того, как в образце возникает такая ситуация (рис. 73, б). Недостатком данной модели является то, что она не учитывает влияние, которое образование шейки может оказать на зарождение и рост пустот. Согласно процессам, приведенным на рис. 73, поверхность разрушения должна состоять из массива лунок, внутри каждой из которых находится частица, что подтверждается экспериментально (рис. 74); некоторые частицы остаются на сопряженной поверхности излома.

Теоретическая модель Брауна и Эмбюри позволяет оценить деформацию растяжения ϵ_g , необходимую для роста пустот до нестабильной конфигурации (см. рис. 73, б). Если диаметр частиц составляет $2r$, то размер зарождающейся пустоты также будет равен $2r$; если расстояние между частицами равно λ , то и длина пустот, при которой образуется поле линий скольжения, также равна λ . Если средняя скорость удлинения пустот больше на коэффициент C , чем скорость удлинения самого образца ($1 < C < 2$), то истинная деформация, соответствующая слиянию пустот:

$$\epsilon_g = (1/c) \ln(1 + \epsilon_g), \quad (105)$$

где

$$\epsilon_g = (\lambda - 2r)/2r, \quad \lambda = 2r(1 + \epsilon_g). \quad (106)$$

Так как поверхность излома приблизительно плоская, то λ представляет среднее расстояние между частицами в плоскости. Как было показано в гл. 1, в этом случае $\lambda = N_s^{-1/2} - 2r_s$, где $r_s = (2/3)^{1/2} r$ [см. уравнение (71)]. Если объемная доля частиц равна f , то $N_s = f/\pi r_s^2$ и, подставляя в уравнение (106), получим:

$$2r(1 + \epsilon_g) = r(\sqrt{2\pi/3}f - \sqrt{8/3}). \quad (107)$$

Из уравнения (107) следует, что деформация роста становится равной нулю, когда критическая объемная доля $f = 0,159$, т.е. когда линия скольжения между соседними частицами может быть проведена даже при отсутствии пустот. Поэтому, когда объемная доля превышает 0,159, деформа-

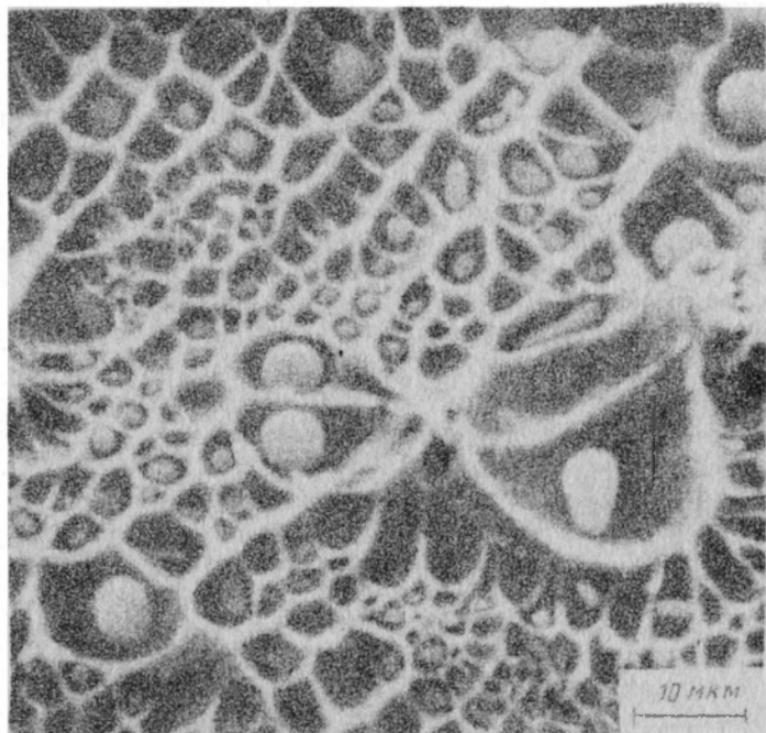


Рис. 74. Поверхность вязкого разрушения малоуглеродистой стали, содержащей сульфидные частицы; хорошо заметна взаимосвязь между размером частиц и размером "чашки" (Gladman)

Т а б л и ц а 2. Приблизительные значения деформации ϵ_n при зарождении пустот возле частиц второй фазы в условиях одностороннего растяжения при комнатной температуре [Ashby, 1977]

Материал	Включения	Матрица	ϵ_n	Источник
Внутренне-окисленные медные сплавы	SiO_2	Медь	0,1–0,2	[Palmer, Smith]
	SiO_2	"	0,1–0,2	[Atkinson]
	Al_2O_3	"	0,1–0,2	[Gould, Humphreys]
	BeO	"	0,2–0,4	[Gould, Humphreys]
Сфероидизированная углеродистая сталь	SiO_2	Латунь	~0	[Humphreys, Stewart]
	Fe_3C	Феррит	0,4	[Brown, Embury]
Шведское железо Cu – 0,6% Cr	Fe_3C	"	0,3–1,0	[Inoue, Kinoshita]
	Оксиды	"	< 0,2	[Hancock]
Сфероидизированная сталь 1045	Cu–Cr	Медь	~1	[Argon, Im]
	Fe_3C	"	"	"
Мартенситно-стабилизирующая сталь XY 130	(12,5%) TiC (1,1%) Карбиды	Феррит	0,6–0,7	[Argon, Im]
		"	~0,8	[Argon, Im]
		"	~0,01	[Hancock, MacKenzie]

для разрушения целиком зависит от деформации зарождения пустот ϵ_n . Преобразуя выражение (107) относительно $(1 + \epsilon_g)$ и подставляя в (105), получим истинную деформацию:

$$e_g = (1/C) \ln(\sqrt{\pi/6f} - \sqrt{2/3}).$$

Суммарная деформация до разрушения:

$$e_f = e_n + e_g = (1/C) \ln(1 + \epsilon_g + \epsilon_n), \text{ т.е.}$$

$$e_f = (1/C) \ln(\sqrt{\pi/6f} - \sqrt{2/3} + \epsilon_n) = \ln(A_0/A_f), \quad (108)$$

где A_0 и A_f — площадь поперечного сечения образца соответственно до деформации и после разрушения.

На рис. 75 представлены кривые зависимости между пластичностью $\ln(A_0/A_f)$ и объемной долей f , рассчитанные по уравнению (108) для трех значений ϵ_n и при коэффициенте $c = 2$. Данные, полученные [Adelson, Baldwin] для некоторых дисперсно-упрочненных медных сплавов, которые, по-видимому, достаточно хорошо согласуются с рассматриваемой моделью, приведены на рис. 76. В промышленных материалах влияние одной и той же объемной доли мелких упрочняющих частиц и макроскопических включений неодинаково. Вследствие того что разрыв связи у крупных частиц может происходить при очень малых деформациях, образующиеся таким образом пустоты могут ограничивать объем материала, который нужно продеформировать до e_f .

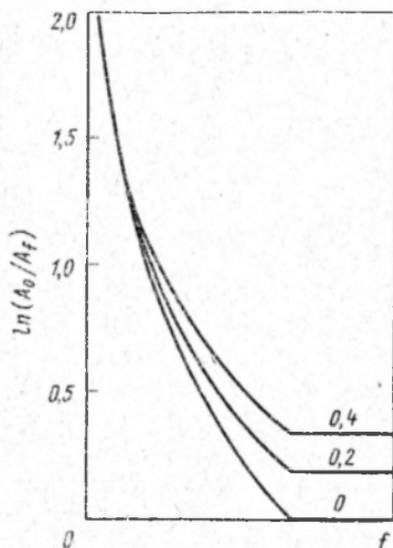


Рис. 75. Зависимость пластичности $\ln(A_0/A_f)$ от объемной доли частиц f для трех значений деформации зарождения пустот ϵ_n (цифры у кривых)

Другим недостатком теоретической модели Брауна и Эмбюри является то, что она не учитывает образование зон сосредоточенного сдвига. Например, у материала, в котором наблюдают неоднородное распределение линий скольжения, вязкая трещина может (в зависимости от степени неоднородности) развиваться вдоль полос скольжения, образовавшихся в матрице. Локализованная деформация сдвига такого типа может вызывать слияние пустот при относительно малых макроскопических деформациях. Подобный эффект наблюдают в недостаренных сплавах Al—Cu, т.е. в сплавах, содержащих зоны Гинье—Престона: деформация идет в полосах скольжения и здесь же происходит зарождение трещин; разрушение носит вязкий характер.

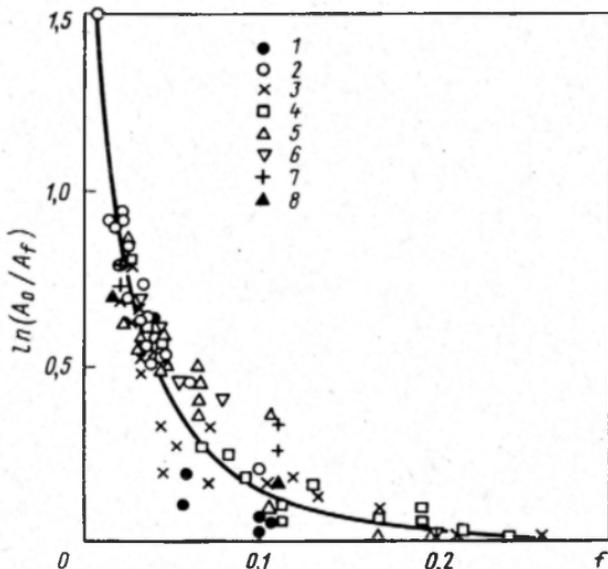


Рис. 76. Пластичность некоторых дисперсно-упрочненных медных сплавов в зависимости от объемной доли дисперсной фазы b :
 1 – Cu – Fe – Mo; 2 – Cu – пустоты; 3 – Cu – Cr; 4 – Cu – Al_2O_3 ; 5 – Cu – Fe; 6 – Cu – Mo; 7 – Cu – Al_2O_3 ; 8 – Cu – SiO_2

4. РАЗРУШЕНИЕ СКОЛОМ

Коттрелл предложил дислокационный механизм хрупкого излома по кристаллографическим плоскостям скольжения, в котором учтено влияние микроструктуры при определении напряжения пластической деформации, предшествующей зарождению трещины [Kottrell]. Этот хорошо известный критерий хрупкого разрушения можно записать:

$$\tau_Y k_Y d^{1/2} \geq 2 \beta G \sigma, \quad (109)$$

где β – параметр, задаваемый отношением максимального касательного напряжения к максимальному растягивающему напряжению в образце; G – модуль сдвига; σ – поверхностная энергия на единицу площади трещины скола. Члены левой части выражения (109) связаны между собой уравнением Холла–Петча:

$$\tau_Y = \tau_i + k_Y d^{1/2}, \quad (110)$$

которое дает зависимость предела текучести на сдвиг τ_Y от размера зерна d . Величина k_Y зависит от конкретного процесса возникновения мобильных дислокаций в зернах, испытывающих упругую деформацию.

Таким образом, модель Коттрелла подчеркивает роль растягивающего напряжения и объясняет влияние на разрушение размера зерна и параметров начала пластического течения. Первоначально казалось, что в уравнении (109) отражены все параметры, от которых зависит сопротивление разрушению. Однако на самом деле модель не учитывает влияния микроструктурных неоднородностей на зарождение и развитие трещин скола,

следовательно, она не применима к сталям, где трещины скола возникают вследствие разрушения зернограницных карбидов.

Это было продемонстрировано Мак—Махом и Кохеном (1965 г.), которые испытывали на растяжение образцы с идентичными диаграммами растяжения, но содержащие карбиды разных размеров, диспергированные по границам зерен. В одной стали содержались прерывистые карбидные пленки толщиной 3—10 мкм, тогда как в другой — карбиды в форме частиц толщиной 1—3 мкм. Было обнаружено, что у этих двух сталей характеристики разрушения совершенно различны, что противоречит теории Котрелла. У стали с толстыми частицами карбида переход из вязкого состояния в хрупкое происходит при температуре -90°C , а у второй стали — при -160°C . Так как у обеих сталей внутри частиц карбида возникали многочисленные трещины, которые не развивались так, чтобы в феррите возникали трещины скола, то критическим моментом появления в феррите трещин скола является, по-видимому, рост трещины из частицы в окружающую матрицу.

*Зарождение скола на частицах,
расположенных по границам зерен*

Изложенные наблюдения привели к разработке альтернативной модели хрупкого излома по кристаллографическим плоскостям скольжения, учитывающей влияние частиц карбидов. Согласно работе [Smith] такая модель предполагает зарождение трещины внутри частицы карбида, лежащей на границе зерна, что является прямым следствием больших местных напряжений, которые возникают в результате неоднородной пластической деформации. Эта неоднородность выражается в форме скопления дислокаций в прилегающем феррите (рис. 77), размер зерен которого равен d . Отсюда можно найти, что карбид толщиной C_0 будет разрушен за счет образовавшегося скопления, если

$$\tau_Y - \tau_i = \tau_{eff} \geq 4 E \sigma_c / \pi d (1 - \nu^2)^{1/2}, \quad (111)$$

где σ_c — поверхностная энергия частицы карбида, а E — модуль Юнга. Изменение энергии, необходимое для распространения трещины из карбида в ферритную матрицу, может быть оценено по той же методике, как и в модели Котрелла, путем вывода критерия разрушения (для разрушения с контролируемой скоростью распространения трещины при критическом растягивающем напряжении разрушения p), который записывается как

$$\begin{aligned} & (C_0/d)^2 \sigma_p^2 + \tau_{eff}^2 \left[\frac{1}{2} + (2 \tau_i / \pi \tau_{eff}) (C_0/d)^{1/2} \right]^2 \geq \\ & \geq 4 E \sigma_p / \pi d (1 - \nu^2), \end{aligned} \quad (112)$$

где σ_p — поверхностная энергия или работа пластической деформации при сколе феррита. Если подставить в уравнение (112) вместо τ_{eff} его значение из (110), равное $k_Y d^{-1/2}$, то параметры, относящиеся к размеру зерна, сокращаются и единственным оставшимся в формуле параметром микроструктуры будет толщина карбида C_0 .

Что касается хорошо известной для стали зависимости напряжения хрупкого излома по кристаллографическим плоскостям скольжения от

размера зерна, то Кнотт предполагает [Knott; 1977], что возможной причиной этой очевидной аномалии является появление микроструктуры, вызванной таким охлаждением от температуры аустенизации, при котором отношение C_0/d постоянно, так как и C_0 , и d зависят от процесса диффузии. Кнотт упоминает о работе Карри, в которой подтверждается сильная зависимость между двумя параметрами (хотя и не вполне линейная). Используя эти данные и выражение (112), он рассчитал линию раз-

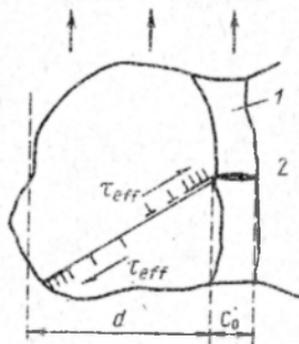


Рис. 77. Модель хрупкого излома по кристаллографическим плоскостям скольжения:

1 – карбид на границе зерна, поверхностная энергия σ_c ; 2 – ферритная матрица, поверхностная энергия σ_p

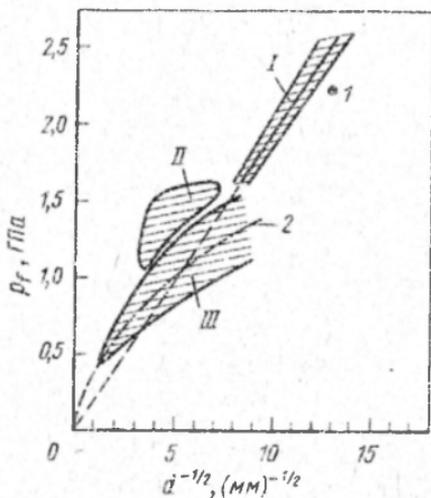


Рис. 78. Экспериментальные значения локального напряжения разрушения p_f для некоторых сталей в функции от $d^{-1/2}$:

I – область низкоуглеродистых ($< 0,05$ C) сплавов Fe – Cr – Mn с бейнитной структурой; II – область низкоуглеродистых ($< 0,01$ C) сплавов Fe – Cr и Fe – Ni; III – область малоуглеродистых сталей; 1 – сплав A533B с бейнитной структурой; 2 – линия, рассчитанная Карри с учетом ширины карбида и размера зерна

рушения (рис. 78), точное положение которой зависит от σ_p (брали равным 14 Дж/м^2) и процентного распределения толщины карбидов, выбранных так, чтобы давать одинаковый критический размер зародыша трещины.

Далее Кнотт приводит результаты Карри по распространению модели Смита на мало- и среднеуглеродистые стали, термообработанные так, чтобы получить в структуре сфероидизированные карбиды. Вклад дислокаций в развитие трещины в данном случае игнорируется, потому что вместо скопления дислокаций наблюдают появление ячеистой структуры. Зародыши трещин имеют дискообразную форму, так как возникают в сфероидальных частицах, поэтому выражение для p_f записывают как

$$p_f = (\pi E \sigma_p / 2 C_0)^{1/2}. \quad (113)$$

Влияние частиц на развитие скола

Выбор плоскости скола. Влияние мелкодисперсных выделений на развитие в сталях трещины скола еще до конца не понято. В работе [Averbach]

сообщается, что плоскость скола в матрице зависит от положения плоскости габитуса карбидов, выделяющихся при отпуске. Во время отпуска при 260°C по плоскостям $\{100\}_{\alpha}$ выделяется ϵ -карбид; исследования тонких фольг на просвечивающем электронном микроскопе показали наличие значительных сколов по этим плоскостям. Во время отпуска при 340 и 480°C по плоскостям $\{110\}_{\alpha}$ образуется цементит, эти плоскости затем становятся дополнительной плоскостью скола.

В работе [Benson, Edmonds] изучали развитие трещины скола в низколегированных ферритных сталях, содержащих вытянутые мелкодисперсные карбиды, периодически выделяющиеся на поверхности раздела аустенит — феррит во время распада аустенита. Не было обнаружено никаких явных свидетельств, которые позволили бы предположить, что полосы выделений влияют на положение плоскости скола, которая при температуре -196°C совпадала с плоскостью $\{100\}_{\alpha}$.

Закаленная и отпущенная легированная сталь. Авторы работы [Kotilainen, Töggölen] изучали разрушение стали Cr—Mo—V, которую закаливали и отпускали при разных температурах до образования микроструктуры отпущенного зернистого бейнита. Элементом микроструктуры, который контролирует величину предела текучести, являлись мелкодисперсные карбиды типа MC, обогащенные ванадием. В отношении этой фазы предел текучести подчиняется формуле Орована. Свойства данной стали контрастируют с "материалами Петча", у которых размер зерен контролирует как величину предела текучести, так и предел прочности при разрушении сколом.

Исследованиями ударной вязкости было установлено, что напряжение разрушения является функцией температуры, а его величину сравнили с расчетными значениями, вычисленными по уравнению Гриффитса (111). Хорошее совпадение получалось в том случае, если d в уравнении брали равным ширине пакета бейнита (а не ширине отдельной пластины или расстоянию между частицами карбида). Отсюда можно сделать вывод о том, что высокоугловые границы в отличие от мелких карбидов или малоугловых границ представляют собой достаточно прочные препятствия, чтобы задерживать микротрещины.

Авторы приходят к выводу, что зарождение трещины и ее первоначальный рост затруднены из-за мелких карбидов, которые препятствуют перемещению, необходимому для образования локальных концентраций напряжений. Хорошая вязкость стали объясняется именно этим эффектом, а также малой шириной (1,33 мкм) пакетов, границы которых задерживают рост микротрещины. Фактически развитие этих микротрещин идет легче, чем их зарождение. Торможение и задерживание развития микротрещин зависит от возникновения у вершины трещины некоторой поглощающей энергию пластической деформации. Дислокации блокируются выделениями MC и, таким образом, трещина может развиваться не теряя энергии.

Следовательно, наличие дисперсно распределенных карбидов увеличивает напряжение, необходимое для зарождения трещины, но не оказывает влияния на распространение трещины, так как облегчает пластическую де-

формацию. Это означает, что температура перехода из пластического состояния в хрупкое, определяемая при испытании образцов с надрезом на ударную вязкость, по Шарпи, должна линейно зависеть от величины, обратной расстоянию между карбидами (так же как и напряжение пластического течения), и соответствовать графику, приведенному на рис. 79. Таким образом, данный тип стали отличается по характеру своего разрушения от сталей у которых прочность и вязкость определяются размером зерна.

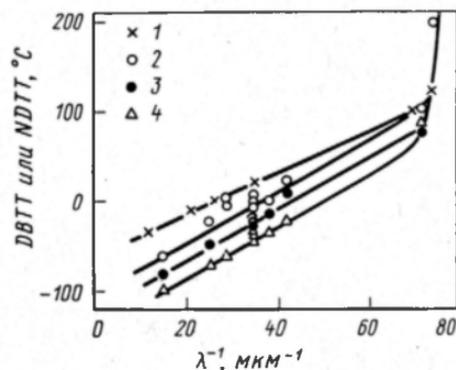


Рис. 79. Температура вязко-хрупкого перехода, определяемая при испытании образцов по Шарпи (DBTT), и температура перехода к нулевой пластичности, определяемая при испытании, по Пеллини (NDTT), у отпущенной стали Cr - Mo - V для сосудов высокого давления в функции от расстояния λ в плоскости между карбидами MC [Kotilainen, Törrönen]:

1 - NDTT; 2 - температура, соответствующая 50 % площади хрупкого (кристаллического) излома; 3 - температура, соответствующая среднеарифметическому значению максимальной и минимальной энергии; 4 - температура, соответствующая величине энергии разрушения, равной 48 Дж

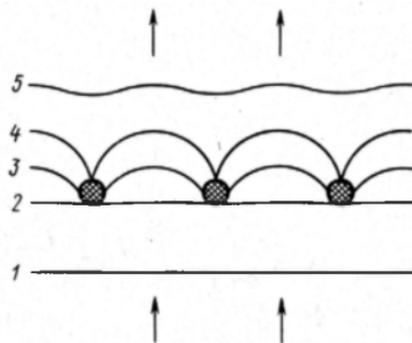


Рис. 80. Последовательные положения (1-5), занимаемые фронтом трещины, при пересечении с массивом препятствий, представляющих собой частицы второй фазы

Влияние дисперсных частиц на процесс разрушения хрупких твердых тел.

Проблема влияния твердых частиц, диспергированных в хрупком твердом теле, на развитие трещины наиболее подробно была рассмотрена Эвансом, пытавшимся подсчитать увеличение сопротивления излому, вызываемое наличием таких выделений. Увеличение прочности может происходить вследствие эффекта осевого натяжения, возникающего, когда трещина выгибается между препятствиями точно так же, как дислокация выгибается между препятствиями, лежащими в плоскости ее скольжения (рис. 80). Предполагается, что сопротивление излому у пересекаемых частиц выше, чем у матрицы, поэтому трещина эффективно закрепляется в ряде точек, расположенных вдоль ее фронта. Уравнение Гриффитса для этого случая можно записать как

$$p_f = (2 E \sigma_0 / \pi C)^{1/2}, \quad (114)$$

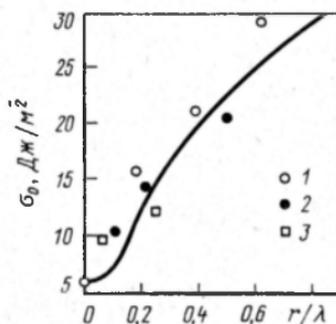
где

$$\sigma_i = \sigma_0 + \sigma_a + T/2 \lambda; \quad (115)$$

C — длина трещины; σ_0 — энергия поверхности излома материала матрицы; σ_a — член, учитывающий увеличение пластической деформации в матрице, примыкающей к препятствию; T — осевое натяжение фронта трещины; λ — расстояние между частицами. Согласно расчету величины осевого натяжения развивающейся трещины, находящейся в положении, соответствующем максимуму напряжения (см. рис. 80), усилие растяжения трещины должно возрастать с увеличением отношения диаметра частиц к расстоянию между ними. На рис. 81 показано расчетное изменение энергии по-

Рис. 81. Экспериментальные значения энергии разрушения σ_0 для системы боросиликатное стекло — алюминий в сравнении с результатами, рассчитанными по осевому натяжению развивающейся трещины между непроходимыми частицами сферической формы [Lawn, Welshaw]:

$1-3$ — радиус частиц, соответственно равный 22; 5,5; 1,8 мкм



верхности излома с изменением указанного параметра, которое можно сравнить с экспериментальными данными, полученными в работе [Lange] для выделений окиси глинозема в стекле.

5. МЕЖЗЕРЕННОЕ РАЗРУШЕНИЕ

Явление хрупкого межзеренного скола заключается в быстром развитии трещины вдоль границ зерен, которые ослаблены или скоплениями атомов примесных элементов, или непрерывной пленкой хрупкой фазы. Еще одной возможной причиной межзеренного разрушения могут быть пустоты, образовавшиеся вокруг частиц второй фазы и сцепившиеся между собой. Такой эффект должен наблюдаться в тех случаях, когда плотность частиц со слабой связью внутри зерен мала, а на границах зерен велика. Рассмотрим каждую из этих моделей межзеренного разрушения.

Хрупкий межзеренный скол

В дисперсно-упрочненных системах критическим фактором, определяющим макроскопическую вязкость, может быть распределение линий скольжения. Это распределение, как обсуждалось в разделе 1, зависит от состояния выделений. В качестве примера снова рассмотрим состаренный сплав Ti — Al, изучавшийся в работе [Lütjering, Weissmann]. Когда данный сплав был состарен так, чтобы образовались выделения когерентной фазы Ti_3Al , перерезание частиц дислокациями, происходящее в процессе пластической деформации, приводило к образованию узких, расположенных далеко одна от другой полос скольжения. На соответствующих диаграммах растяжения в координатах напряжение — деформация не заметно никакого

удлинения вообще. Напротив, тот же самый сплав, состаренный при 850°C в течение 100 ч, становится более пластичным (относительное удлинение до разрушения составляет 3–5 %), а линии скольжения распределены более равномерно и на меньшем расстоянии одна от другой, что связано с процессом обхода препятствий дислокациями.

Данный пример иллюстрирует общее правило: сплавы, содержащие равномерно распределенные упорядоченные когерентные частицы, которые в процессе деформации движущиеся дислокации перерезают, обычно очень хрупки. Однако относительное удлинение до разрушения у таких сплавов можно увеличить за счет старения по определенному режиму, при котором расстояние между частицами становится настолько большим, что движущиеся дислокации вместо того, чтобы перерезать частицы, обходят их. При перерезании частиц дислокациями и развитии интенсивных узких полос скольжения в местах скопления дислокаций у границ зерен возникают концентрации напряжений. Местное напряжение p^* впереди скопления n дислокаций у границы зерна, на которое действует внешнее напряжение p_a , находят по уравнению

$$p^* = np_a. \quad (116)$$

Напряжение p^* способствует зарождению трещины у границы зерна (см. рис. 81) и последующему разрушению при пренебрежимо малых макроскопических деформациях. Критическое значение p^* , которое ведет к зарождению трещины и разрушению, несомненно, зависит от прочности и деформируемости границы зерна. Если в результате изменения дисперсии выделения происходит гомогенизация скольжения, то n в уравнении (116) убывает. Поэтому для создания на границе зерна критического напряжения разрушения необходима большая величина деформации — отсюда наблюдаемое увеличение пластичности материала.

Межзеренный волокнистый излом

Обычно большая плотность частиц с ослабленной связью расположенных по границам зерен характерна для перегретой стали (с низким содержанием фосфора), где такие частицы скапливаются по границам прежних аустенитных зерен. При высоких температурах большинство частиц сульфида растворяется. При охлаждении такой стали с надлежащей скоростью образуется дисперсное распределение частиц сульфида преимущественно по границам зерен аустенита, что создает условия для межзеренного волокнистого излома, осуществление которого требует малых затрат энергии.

В дисперсно-упрочненных системах можно встретить более сложные примеры этого явления, мы разберем их более подробно в связи с тем, что они имеют важное практическое значение.

Зарождение. При зарождении трещины важное значение имеет распределение линий скольжения внутри зерна. Мы уже видели, как при перестаривании дисперсионно-твердеющего сплава за счет изменения процесса взаимодействия между дислокацией и частицей происходит гомогенизация

скольжения, которая неминуемо сопровождается уменьшением напряжения пластического течения. Однако у многих промышленных алюминиевых сплавов гомогенизация скольжения является результатом присутствия, помимо когерентной фазы, которая повышает предел текучести, более крупных интерметаллических дисперсных частиц.

Это происходит потому, что, как упоминалось в гл. 1, добавление к такому сплаву переходного металла (например хрома, цинка или марганца) приводит к образованию выделений когерентных интерметаллических соединений размером от 0,1 до 1 мкм (например, см. рис. 1). Эти дисперсные выделения способствуют сохранению у сплава мелкого зерна во вре-

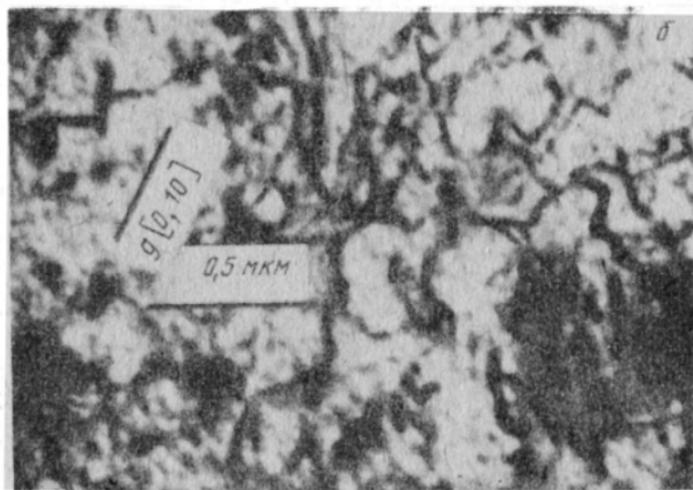
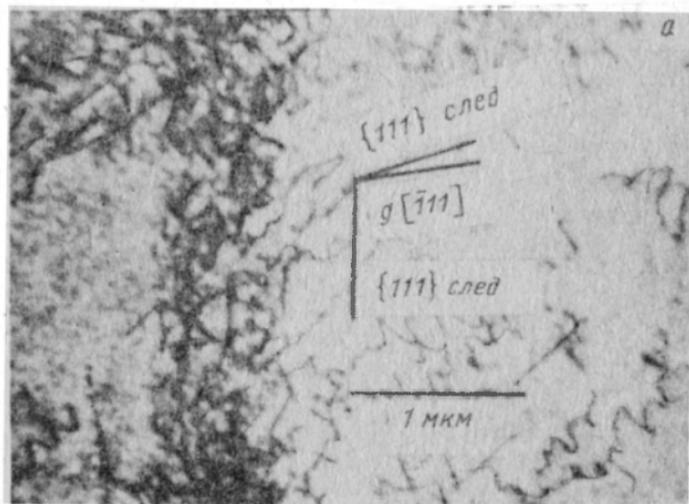


Рис. 82. Распределение дислокаций в состаренных до максимальной твердости пластически деформированных сплавах [Dowling, Martin]:

a – Al – 0,6 % Mg – 1 % Si (видны зоны скопления дислокаций); *б* – Al – 0,6 % Mg – 1 % Si – 0,5 % Mn (фаза α -Al₃Mn₂Si гомогенизирует распределение дислокации)

мя обработки и могут также влиять на деформационное поведение сплава. Данный эффект проиллюстрирован рис. 82, *а* и *б*, на которых показано распределение дислокаций в состаренных до максимальной твердости пластически деформированных сплавах Al—0,6 % Mg—1 % Si. Образец, приведенный на рис. 82, *а*, представляет простой тройной сплав, при пластической деформации которого дислокации перерезают когерентные выделения фазы Mg₂Si, поэтому хорошо видны полосы дислокаций. Так же, как и в титановом сплаве, здесь образуются интенсивные полосы скольжения.

Образец, представленный на рис. 82, *б*, имеет химсостав, аналогичный образцу на рис. 82, *а*, за исключением того, что содержит 0,5 % Mn, присутствующего в связанном виде, а именно в выделениях (см. рис. 1) некогерентных частиц фазы $\alpha = \text{Al}_{12}\text{MnSi}$. Данный образец также был состарен до той же максимальной твердости, так что в нем присутствуют как когерентная упрочняющая фаза, так и некогерентные частицы. При пластической деформации образца распределение в нем дислокаций носило гораздо более однородный характер, чем в тройном сплаве.

Образец, изготовленный из сплава, не содержащего марганец, разрушился при величине относительного удлинения $\sim 1\%$; разрушение носило характер межзеренного излома (рис. 83, *а*). При большем увеличении (рис. 83, *б*) видно, что поверхность разрушения покрыта мелкими чашками излома. Это подтверждает, что микромеханизмом разрушения является слияние микропустот, возникающих возле частиц, расположенных по границам зерен. Такие пустоты зарождаются при малых приложенных деформациях, так как неоднородный характер деформации в сочетании с крупным зерном, приводит к появлению больших (местных) деформаций в местах, где интенсивные полосы скольжения встречают границу зерен.

Наличие интерметаллических выделений Mn во втором образце вызвало увеличение относительного удлинения до разрушения до $\sim 13\%$. Число дислокаций в полосе скольжения уменьшается (как из-за гомогенизации скольжения, так и из-за того, что наличие частиц препятствует росту зерен), поэтому разрушение начинается при значительно больших макроскопических деформациях. Следует подчеркнуть, что особую важность при этом типе разрушения играют размер зерна и распределение линий скольжения. Однако, по-видимому, влияние размера зерна преобладает.

Развитие межзеренного волокнистого излома. Данный процесс связан с наличием примыкающих к границам зерен зон, свободных от выделений (см. гл. 1). Величина макроскопической деформации, при которой происходит межзеренный излом, будет зависеть от разницы в прочности свободной от выделения зоны и внутреннего объема зерна. Таким образом, если перестраивание достаточно снижает прочность матрицы, то будут наблюдаться межзеренное разрушение и увеличение пластичности. Рассмотрим случай, когда внутренний объем зерна настолько прочней зон, свободных от выделений, что разрушение происходит только по последним.

Авторы работы [Kawabata, Izumi] создали теорию, объясняющую наблюдаемую величину деформации разрушения в сплаве Al—Zn—Mg, состаренном так, чтобы образовались свободные от выделений зоны разной

ширины. Их отправной точкой было полученное в работе [Gurland, Plateau] эмпирическое выражение для деформации разрушения e_f , обусловленной ростом и слиянием пустот в твердом теле, содержащем равномерно распределенные включения, объемная доля которых равна f , т.е.

$$e_f = k(1 - f/f), \quad (117)$$

где k — константа [можно сравнить с уравнением (108)].

Предположим, что деформация разрушения для свободных от выделений зон соответствует макроскопической деформации разрушения, рас-

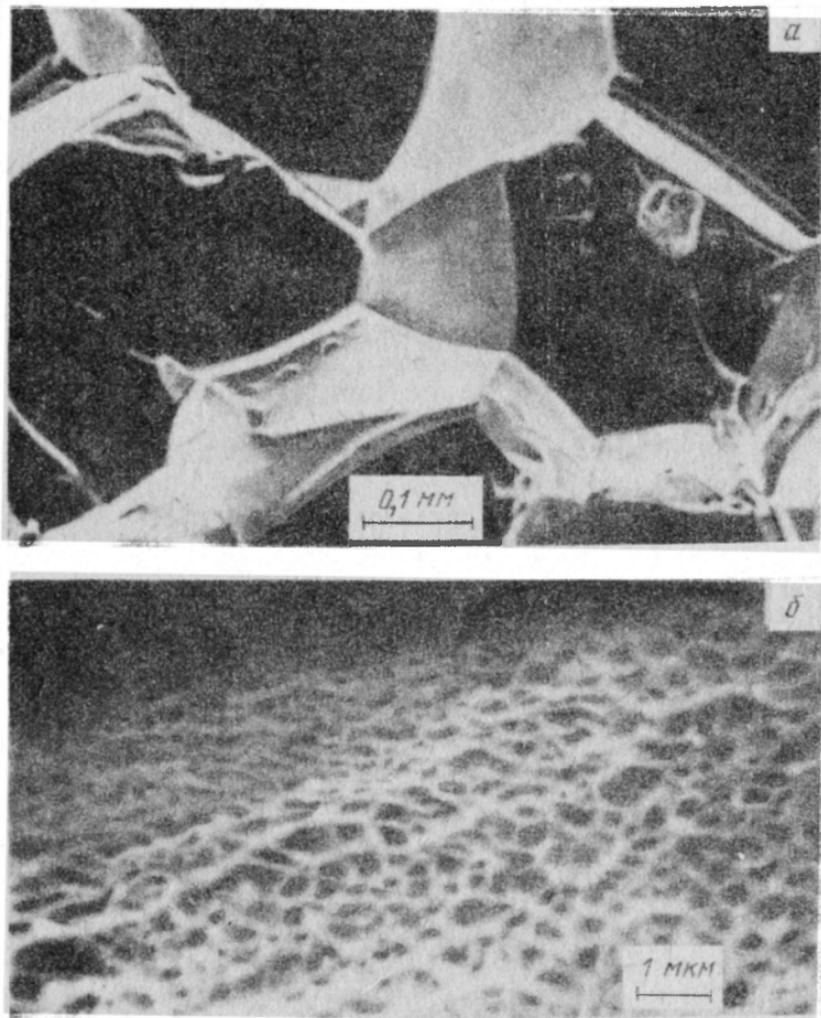


Рис. 83. Растровые электронно-микроскопические фотографии поверхности разрушения сплава Al-0,6 % Mg-1 % Si, состаренного до максимальной твердости [Dowling, Martin]:

a — межзеренный характер разрушения; *б* — при большем увеличении, наличие чашечного вязкого излома

считываемой по уравнению (117). Тогда объемная доля зернограничных выделений в зоне

$$f_{gbp} = k' d^3 N_s / \omega, \quad (118)$$

где $k' d^3$ — объем одного выделения диаметром d , при этом k' коэффициент формы; N_s — количество зернограничных выделений на единицу площади; ω — ширина зоны, свободной от выделений. Подставляя уравнение (118) в (117), получим:

$$e_f = k'' (\omega / d^3 N_s) - 1,$$

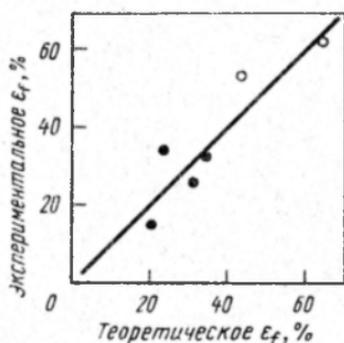


Рис. 84. Сравнение расчетной (K' предполагается равным 0,134) и полученной экспериментально деформации разрушения

где k'' — постоянная. Так как $\omega / d^3 N_s \gg 1$, то можно сделать следующее упрощение:

$$e_f = k'' \omega / d^3 N_s. \quad (119)$$

Значения e_f , рассчитанные по уравнению (119), были сопоставлены с экспериментально определенными деформациями разрушения ($\ln A_0 / A_f$) для ряда сплавов, которые были термообработаны так, чтобы по границам зерен образовались зоны, свободные от выделений, шириной 0,042–0,126 мкм и частицы диаметром $\sim 0,1$ мкм внутри границ зерен. Полученные результаты представлены на рис. 84 и, как можно видеть, хотя имеет место разброс данных, они достаточно хорошо коррелируют с расчетами, несмотря на допущенные упрощения и неучтенную деформацию зарождения пустот возле частиц, расположенных по границам зерен.

6. ВЯЗКОСТЬ РАЗРУШЕНИЯ ДИСПЕРСИОННО ТВЕРДЕЮЩИХ СПЛАВОВ

Выше были рассмотрены процессы разрушения, протекающие в цилиндрических образцах, подвергнутых действию продольного растягивающего напряжения, при которых сначала трещина зарождается, а затем распространяется. Однако целостность конструкции зависит от вязкости разрушения материала, из которого она изготовлена. Оценка этого свойства включает определение условий, при которых острая трещина начинает распространяться в материале. Обсуждение вопроса, насколько можно соотносить макроскопические измерения вязкости разрушения материала с локальным микромеханизмом разрушения, будет продолжено. Останемся сначала на различных параметрах вязкого разрушения.

Поле упругих деформаций у вершины трещины. Хрупкое разрушение в бесконечном теле с симметричной трещиной длиной $2a$, расположенной поперек его оси, наступает согласно уравнению Гриффитса при критическом значении потенциальной энергии раскрытия трещины на единицу толщины:

$$G_c = 2\sigma, \quad (120)$$

где 2σ — упругая работа разрушения, равная поверхностной энергии на единицу площади.

Другая форма записи уравнения Гриффитса представляет собой зависимость между параметром интенсивности напряжения K и энергией раскрытия трещины G . При действии растягивающего напряжения, приложенного поперек продольной оси трещины (модель 1), эта зависимость имеет вид $G = \alpha K^2/E$, где $\alpha = 1$ при плосконапряженном состоянии и $(1-\nu^2)$ при плоскодеформированном (ν — коэффициент Пуассона); E — модуль Юнга. Критическое значение параметра интенсивности напряжения, соответствующее уравнению (120), равно:

$$K_c = p_f(\pi a)^{1/2}, \quad (121)$$

где p_f — напряжение разрушения. Подставляя выражение (121) в (120), получим:

$$p_f = (EG_c/\pi a)^{1/2}. \quad (122)$$

Нелинейное поведение у вершины трещины. Для большинства металлов разрушение не является совершенно хрупким, а происходит лишь после некоторой пластической деформации у вершины трещины. При условии, что область неупругой деформации мала по сравнению с размерами образца и трещины, возможно рассчитать потенциальную энергию раскрытия трещины, используя теорию упругости. На зону локальной пластичности приходится большая часть поглощаемой энергии. Уравнение (120) для этого случая можно записать следующим образом:

$$G_c = 2\sigma + \sigma_p, \quad (123)$$

где σ_p — работа пластической деформации.

Можно рассчитать размер и форму зоны пластической деформации, расположенной у вершины развивающейся трещины. На рис. 85 схематически изображена такая зона при плосконапряженном состоянии (*a*), например, когда трещина распространяется в тонком листе и при плоскодеформированном состоянии (*b*), когда вершина трещины расположена в центре толстого листа или пластины. Размер изображенной на рис. 85, *b* зоны r_Y , которая простирается в виде двух лепестков, наклоненных под углом $\sim 70^\circ$, зависит от предела текучести металла p_Y и параметра интенсивности напряжения K у вершины трещины:

$$r_Y = A (K/p_Y)^2. \quad (124)$$

Приближенные значения константы A показаны на рис. 85, б. Размеры стандартных образцов (первое требование) подобраны так, чтобы размер зоны пластической деформации оказался гораздо меньше, чем расстояние, которое должна пройти трещина во время распространения в образце ("ширина связи"). Это позволяет применять в данном случае аппарат линейной теории упругости. Второе требование, предъявляемое к образцу, заключается в том, чтобы его толщина была достаточной для создания условий плоскодеформированного состояния у вершины трещины. В этом случае интенсивность критического напряжения распространения трещины обозначают через K_{Ic} . Размер зоны пластической деформации зависит, по-

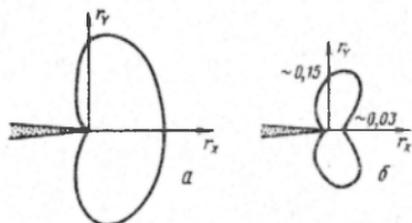


Рис. 85. Форма зоны пластической деформации у вершины развивающейся трещины при плосконапряженном (а) и плоскодеформированном (б) состояниях

видимому, от предела текучести материала (124). Чтобы обеспечить изменение вязкости в условиях плоской деформации стандартами предусмотрена толщина образца $B > 2,5 (K_{Ic}/p_Y)^2$.

Еще одной особенностью вязкого разрушения является в отличие от хрупкого разрушения чередующееся раскрытие и закрытие трещины у ее вершины, известное как смещение раскрытия трещины (СРТ). Если предположить, что разрушение проходит при критическом СРТ, которое мы обозначим через δ_c , то может быть постулирован альтернативный критерий разрушения.

Если подсчитать G_c по приращению работы, совершаемой силой p_Y на смещении δ_c в направлении продвижения трещины δ_a , получим:

$$G_c = p_Y \delta_c. \quad (125)$$

Таким образом, из приведенного выше имеем:

$$\delta_c = \alpha K_c^2 / p_Y E. \quad (126)$$

При попытках установить связь микромеханизмов разрушения с параметрами ударной вязкости в материалах, у которых пластическая деформация у вершины трещины невелика, искомым фактором может быть критический размер зоны пластической деформации, необходимой для создания достаточных растягивающих напряжений перед вершиной трещины для развития зародыша хрупкой трещины. Величина δ_c может быть определена слиянием пустот, образовавшихся вокруг частиц второй фазы, что является причиной вязкого разрушения. Рассмотрим эти механизмы поочередно.

Малоуглеродистая сталь. Как было отмечено выше (гл. 3, п.4), для малоуглеродистой стали причиной хрупкого излома по кристаллографическим плоскостям скольжения считают растрескивание карбидных частиц, расположенных по границам зерен. Для этого материала оказалось возможным подсчитать вязкость разрушения при плоскодеформированном состоянии K_{Ic} в диапазоне низких температур, для которых известны значения напряжения хрупкого излома по кристаллографическим плоскостям скольжения.

Независимо от температуры размер зоны пластической деформации, расположенной перед острым надрезом на ударном образце, должен стать таким, чтобы максимальное растягивающее напряжение в указанной зоне

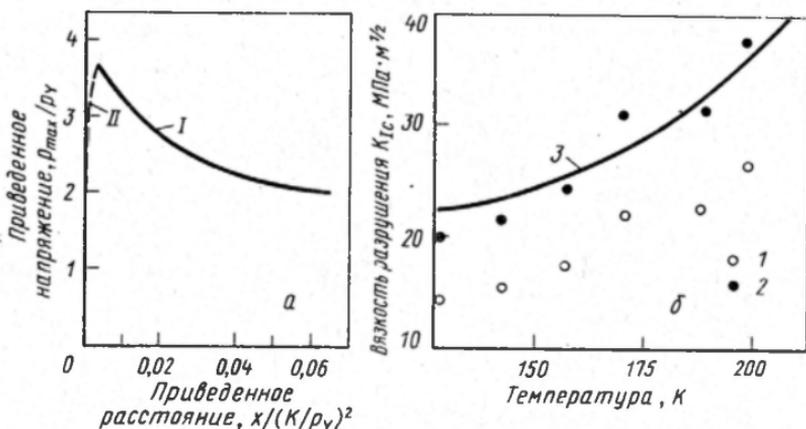


Рис. 86. Распределение напряжений перед притупленной трещиной [Knott, 1977] (а) и сравнение температурной зависимости экспериментальных значений K_{Ic} для высокоазотистой стали с предсказанными на основе известных p_f [Ritchie, Knott, Rice, 1977] (б):

I – получено методом конечных элементов $n = 0,1$; II – влияние притупления трещины; 1 – предсказанные по p_f в предположении, что d_c равно диаметру зерна; 2 – предсказанные в предположении, что d_c равно двум диаметрам зерна; 3 – кривая наименьших среднеквадратичных отклонений, построенная по экспериментальным значениям K_{Ic}

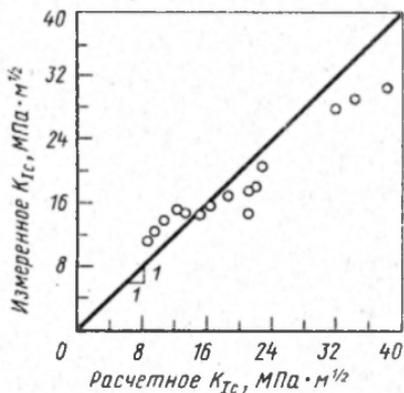
достигало значения, необходимого для развития зародыша трещины. При низких температурах предел текучести ρ_y велик, поэтому зона пластической деформации может быть небольшой, а вязкость низкой. С ростом температуры и понижением предела текучести размер пластической зоны и, следовательно, вязкость увеличиваются.

Распределение растягивающего напряжения перед вершиной трещины, например у ударного образца, можно рассчитать. Оно имеет вид, изображенный на рис. 86, а. По оси ординат отложено отношение ρ_{max} к пределу текучести ρ_y , а по оси абсцисс – отношение расстояния перед вершиной трещины x к размеру зоны пластической деформации r_y . Согласно выра-

жению (124) $r_Y = A(K^2/p_Y^2)$. Это означает, что по мере увеличения размера зоны пластической деформации возрастает абсолютное значение расстояния x и, следовательно, заданной величине напряжения будет соответствовать большее расстояние от вершины трещины.

Было предложено [Ritchie, Knott, Rice], что критический размер зоны пластической деформации должен быть таким, чтобы напряжение величиной p_f возникло на характерном расстоянии x_c перед вершиной трещины. В связи с тем что трещина зарождается у карбидов, расположенных по границам зерен, соответствующее расстояние, видимо, должно равняться одному или двум диаметрам зерна.

Сплошная линия на рис. 86, б представляет собой вязкость разрушения (для стали с высоким содержанием азота) в функции от температуры испытания. Размер зерна составляет 60 мкм, $p_f = 850$ МПа (предполагают, что оно не зависит от температуры в исследуемом интервале). В том же температурном интервале был измерен предел текучести. По данным рис. 86, а (124) можно подсчитать K_{Ic} для разных фиксированных значений критического расстояния x_c .



Результаты, показанные на рис. 86, б, свидетельствуют о правильности выбранного метода, хотя совпадение с характерным расстоянием в два диаметра зерна может быть только случайным.

Рис. 87. Сравнение экспериментальных и расчетных значений K_{Ic} для углеродистых сталей, подвергнутых сфероидизирующему отжигу

Углеродистые стали после сфероидизирующего отжига. Недавно исследовали [Rawal, Gurland] влияние частиц цементита на вязкость разрушения углеродистых сталей, подвергнутых сфероидизирующему отжигу. Содержание углерода в этих сталях колебалось от 0,13 до 1,46 % (по массе). Определение предела текучести и K_{Ic} проводили при температурах — 198, — 170, — 150 и — 110 °С. При двух самых низких температурах наблюдали хрупкое разрушение образцов по кристаллографическим плоскостям скольжения, при более высоких температурах доля волокнистого излома увеличивалась.

Было обнаружено, что зарождение хрупкой трещины связано с наличием частиц карбида. Этот результат предвидели, так как максимальная интенсивность напряжений перед вершиной трещины почти всегда превышает ожидаемую величину, при которой должна разрушаться частица или рваться связь. К полученным и описанным выше данным был применен метод анализа из работы [Ritchie, Knott, Rice]. Характерное расстояние было выбрано равным 1,3 размера зерна феррита. Степень корреляции между расчетными и измеренными значениями K_{Ic} показана на рис. 87.

Внутризеренное разрушение. Была разработана [Hahn, Rosenfield; 1975] модель вязкого разрушения в предположении, что при очень малых скоростях деформации пустоты в металлах могут образовываться возле больших (например, диаметром ≤ 10 мкм) включений. Принцип работы модели основан на понятии критического шага, существующего для процесса удлинения трещины, когда протяженность сильно деформированной области у вершины трещины сравнима с шириной неразрушенной связи, разделяющей треснувшие частицы. Было подсчитано [Rice, Johnson], что область больших пластических деформаций у вершины трещины простирается на расстояние, сравнимое со смещением раскрытия трещины δ . Таким образом, если λ_c – расстояние между треснувшими частицами, то можно записать:

$$\lambda_c = \delta_c \quad (127)$$

Если среднее расстояние между частицами выразить через их объемную долю f и диаметр, т.е. $\lambda_c = d(\pi f/6)^{1/3}$, то выражение (126), примет вид:

$$K_{Ic} = [2p_Y E (\pi/6)^{1/3} d]^{1/2} f^{-1/6} \quad (128)$$

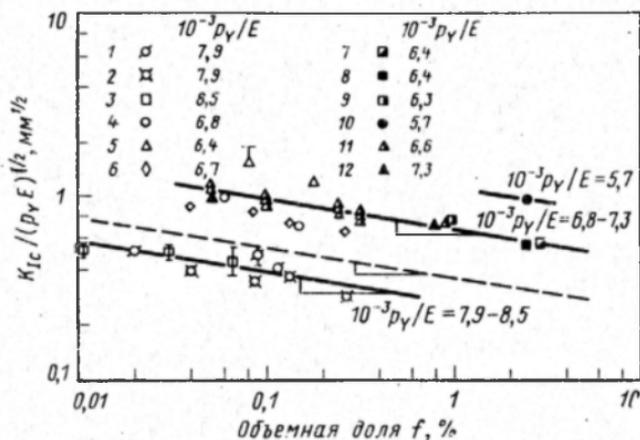


Рис. 88. Влияние объемной доли f крупных (> 1 мкм) частиц второй фазы на вязкость разрушения промышленных сталей и алюминиевых сплавов при плоскодеформированном состоянии:

Стали марок	$10^{-3} p_Y / E$	Алюминиевые сплавы марок	$10^{-3} p_Y / E$
4340 (1)	7,9	2014-T6 (7)	6,4
0,45C-Ni-Mo (2)	7,9	2024-T851 (8)	6,4
300M (3)	8,5	2124-T851 (9)	6,3
4340 (4)	6,8	2075-T735 (10)	5,7
200M [18 Ni] (5)	6,4	7075-T6 (11)	6,6
0,45C-Ni-Mo (6)	6,7	7079-T651 (12)	7,3

На рис. 88 показаны результаты расчета K_{Ic} по уравнению (128) (пунктир) для ряда материалов, содержащих крупные включения, особенно для промышленных алюминиевых сплавов и сталей. Показано хорошее совпадение экспериментальных данных с предсказанной линейной зависимостью K_{Ic} от $f^{-1/6}$, но некоторые случаи применения данного уравнения вызывают сомнения. Несмотря на это, тот же самый подход был использован [Rawal, Gurland], чтобы объяснить влияние частиц цементита на вязкость разрушения углеродистых сталей после сфероидизирующего отжига (см. гл. 3, п.6). Когда эти стали были разрушены при температурах испытания, соответствующих появлению волокнистого излома (при более низких температурах излом хрупкий), окончательный размер

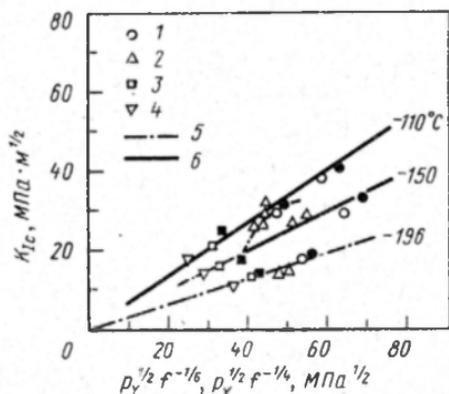


Рис. 89. Влияние объемной доли частиц карбида и предела текучести на вязкость разрушения углеродистых сталей, подвергнутых сфероидизирующему отжигу при плоскодеформированном состоянии при содержании С, % (по массе):
 1 - 0,13; 2 - 0,43; 3 - 0,83; 4 - 1,46;
 5 - $p_y^{1/2} f^{-1/6}$; 6 - $p_y^{1/2} f^{-1/4}$

пустот был приблизительно равен расстоянию между большими частицами в плоскости. Микроструктура сталей удовлетворяла геометрическому условию слияния пустот в одной плоскости, поэтому λ_c лучше представлять как расстояние между ближайшими частицами в плоскости, т.е. $\lambda_c = 0,36 df^{-1/2}$. Подставив в (126), получим следующее выражение:

$$K_{Ic} \sim p_y^{1/2} f^{-1/4}. \quad (129)$$

Полученные результаты при расчетах по уравнению (129) для ряда сталей, подвергнутых сфероидизирующему отжигу, изображены на рис. 89. Следует отметить хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных.

Один из недостатков формул (128) и (129) заключается в том, что они предсказывают увеличение вязкости разрушения с ростом предела текучести p_y при неизменных объемной доле и распределении включений. У дисперсионно твердеющих алюминиевых сплавов, испытывающих внутризеренное разрушение, с ростом предела текучести вязкость убывает.

Кроме того, неточность формулы (128) заключается в том, что вязкость с ростом размера частиц d , возле которых образуются пустоты, не возрастает. Коу и Лоу (1974 г.), сравнивая стали с одинаковым пределом прочности, но с включениями разных размеров и с одинаковым расстоянием между ними, обнаружили [Cow, Low] противоположный эффект.

Их исследования свидетельствуют о том, что чем меньше размер включений, тем больше вязкость разрушения. Кроме того, если ориентация частиц в образце такова, что направление наибольшего размера частицы перпендикулярно оси действия напряжения, то фактическая величина вязкости оказывается меньше рассчитанной по уравнению (128). Для образцов с продольной ориентацией включений, в которых направление их вытянутости перпендикулярно линии роста трещины, характерны большие значения δ_c и, следовательно, K_{Ic} .

Влияние деформационного упрочнения и распределения плоскостей скольжения. С увеличением местных пластических деформаций у вершины трещины некоторые материалы теряют способность к деформационному упрочнению и пластическое течение начинает локализоваться, что в конечном счете приводит к разрушению срезом по отдельным полосам скольжения. Ориентация таких полос сдвигового излома зависит [Clayton, Knott] от остроты вершины трещины в месте локализации пластического течения (рис. 90).

Если материал мало упрочняется при деформации (например, холоднодеформированная сталь), то разрушение срезом будет проходить при незначительном закруглении у вершины трещины. Поле линий скольжения перед острой трещиной изображено на рис. 90, а. Если при малых деформациях вокруг включений зарождаются пустоты, то полосы скольжения смещаются в направлениях к ближайшим пустотам, расположенным перед

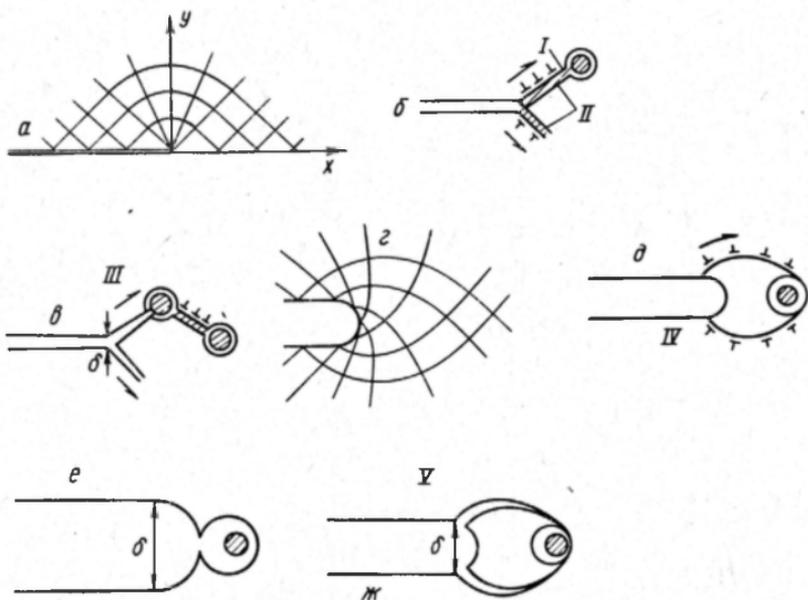


Рис. 90. Характер распределения линий скольжения перед движущейся трещиной: I — линия скольжения направлена к свободной поверхности включения; II — зона пластической деформации; III — разрушение срезом вдоль линии скольжения; IV — обертывание линией скольжения; V — разрушение срезом вдоль линии скольжения

вершиной трещины (рис. 90, б), и возможен разрыв связей при сдвиге по этим полосам, прежде чем вершина трещины достаточно притупится. Окончательное разрушение будет идти зигзагом, от включения к включению (рис. 90, в). Такую траекторию разрушения наблюдали в кованных сталях.

Если материал не исчерпал своей способности к деформационному упрочнению и пластическое течение не локализуется до тех пор, пока вершина трещины заметно не притупится, поле линий скольжения будет таким, как это изображено на рис. 90, г, т.е. линии скольжения будут иметь форму логарифмических спиралей. После того как пустота, возникшая возле включения, "обернута" линией скольжения (рис. 91, д), происходит ее укрупнение путем образования внутренней шейки, если только пластическое течение не локализуется в результате истощения процесса деформационного упрочнения (рис. 90, е). Если пластическое течение не локализуется, происходит разрушение срезом вдоль спиральных линий скольжения (рис. 90, ж).

Явление деформационного упрочнения и его влияние на локализацию пластического течения служат основой предложенной [Hahn, Rosenfield; 1968] простой модели. Была сделана попытка связать параметр вязкости разрушения с механическими свойствами при растяжении и другими микроструктурными параметрами. Материал, обладающий сильной наклепываемостью (т.е. большим коэффициентом n в выражении $p = p_0 e_p^n$, которое описывает семейство диаграмм растяжения в координатах напряжение—деформация), будет иметь при данном уровне напряжений более низкую концентрацию напряжений у вершины трещины. Деформационное упрочнение по существу вызывает распространение пластической зоны в стороны, рассеивая, таким образом, перемещение вершины трещины. Если предположить, что вязкое разрушение происходит при достижении заданной величины критической деформации, то в этом случае перед разрушением напряжения могут достигать более высокого уровня, т.е. вязкость материала будет больше. Критическое раскрытие трещины δ_c было выражено через критическую деформацию разрушения e_c^* и ширину зоны пластической деформации l^* :

$$\delta_c = 2e_c^* l^* \quad (130)$$

При экспериментах отметили, что ширина зоны пластической деформации пропорциональна n^2 и усовершенствованная модель имеет вид:

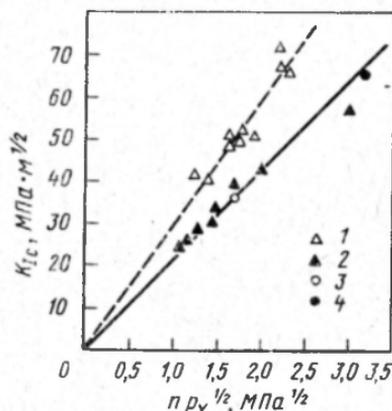
$$K_{Ic} \sim n(p_Y e_c^*)^{1/2} \quad (131)$$

Величина e_c^* зависит от объемной доли частиц, возле которых зарождаются пустоты. Обнаружили [Garrett, Knott], что для промышленных и чистых алюминиевых сплавов, используемых для экспериментирования значения K_{Ic} , рассчитанные по формуле (131), хорошо согласуются с результатами опытов (рис. 91).

Межзеренное разрушение. При изотермическом старении у многих дисперсионнотвердеющих сплавов внутренний объем зерен значительно

упрочняется, тогда как границы зерен и примыкающие к ним зоны, свободные от выделений, очень мягки. Эта тенденция и, следовательно, неоднородность распределения деформации между внутренним объемом зерна и зоной, свободной от выделений, должна возрастать почти до максимального предел текучести сплава. Как было отмечено (гл. 3, п. 5), пластическая деформация может быть сильно локализована внутри мягких зон, свободных от выделений, и эти зоны становятся основным местом зарождения и развития трещин. Была сделана попытка [Hornbogen] модифицировать модель (131) для описания вязкости разрушения материалов, у которых трещина развивается по зоне, свободной от выделений.

Рис. 91. Сравнение рассчитанной по формуле (131) и наблюдаемой при эксперименте зависимости вязкости разрушения K_{Ic} от параметра испытания на растяжение $n p \sqrt{1/2}$:
1 — сплав 7075; 2 — 2014; 3 — 2024; 4 — 2219



Такой подход предусматривает определение критической деформации разрушения e_{ci}^* для локализованного межзеренного разрушения. На рис. 92 изображена схема локализованной пластической деформации у границы зерна. Для материала с размером зерна D , подвергаемого сдвигу на величину x , однородная деформация сдвига равна x/D . Если деформация осуществляется путем зернограницного скольжения, то местная сдвиговая деформация составляет x/b , где b — ширина границы зерна. Однако, если d — ширина зоны, свободной от выделений, то локальную деформацию сдвига внутри такой зоны можно записать как x/d . Отсюда следует, что критическая макроскопическая деформация зависит от параметров d и D и что

$$e_c^* = e_{ci}^* d/D. \quad (132)$$

При подстановке в (131) получаем: $K_{Ic} \propto n_i (p_Y e_{ci}^* d/D)^{1/2}$, т.е.

$$K_{Ic} = k D^{-1/2}, \quad (133)$$

где n_i — показатель степени деформационного упрочнения для зерногра-

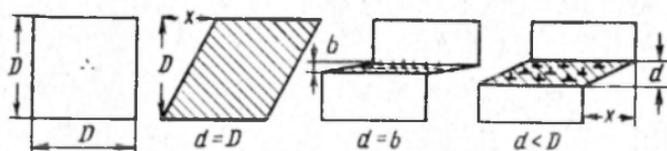
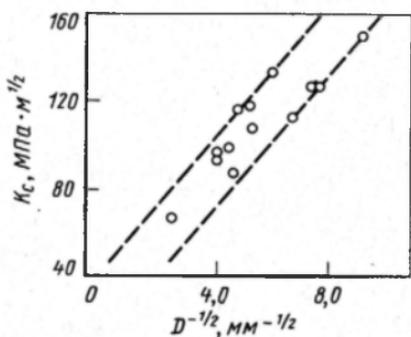


Рис. 92. Схема пластической деформации, локализованной у границы зерна

ничных зон постоянной толщины, свободных от выделений; k — константа. Как следует из уравнения (133), при деформации зон постоянной толщины, свободных от выделений, вязкость разрушения будет пропорциональна $D^{-1/2}$ (D — размер зерна). На рис. 93 изображена зависимость вязкости разрушения K_c (т.е. не для плоскодеформированного состояния) от размера зерна дисперсно-упрочненного алюминиевого сплава 7075 (Al — Zn — Mg — Cu) с зернограничными зонами, свободными от выделений. Для такого сплава характерны деформация предпочтительно по



границам зерен и межзеренное разрушение. Несмотря на значительный разброс данных, изменение вязкости в общих чертах согласуется с моделью Хорнбогена.

Рис. 93. Зависимость вязкости разрушения K_c от размера зерна у дисперсионно твердеющего алюминиевого сплава 7075

Возможно, если учесть неоднородность деформаций, то это даст более точную количественную зависимость между микроструктурой дисперсионотвердеющих сплавов и распространением макроскопической трещины. Деформация при межзеренном разрушении e_{ci}^* , вероятно, зависит от объемной доли частиц, расположенных по границам зерен f_i . В большинстве дисперсионно твердеющих сплавов некогерентные частицы образуются путем гетерогенного зарождения (см. гл. 1) и по аналогии с выражением (108) можно записать:

$$e_{ci}^* = (1/C) \ln[\sqrt{\pi/6f_i} - \sqrt{2/3} + \epsilon_n]. \quad (134)$$

Многочисленные металлографические исследования показывают, что локальная объемная доля f_i может быть очень большой, что в свою очередь является причиной малых значений e_{ci}^* даже у очень мягких и пластичных матриц.

7. УСТАЛОСТНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ДИСПЕРСИОННО ТВЕРДЕЮЩИХ СПЛАВОВ

Хорошо известно, что для многих сплавов процесс старения оказывает сильное влияние на предел прочности на растяжение, но может лишь незначительно воздействовать на усталостную прочность. Результатом является малая величина относительного предела усталости, т.е. отношение напряжения усталостного разрушения после 10^7 или 10^8 циклов к пределу прочности на растяжение. На рис. 94 показано изменение предела усталости после 10^8 циклов в зависимости от предела прочности на растяжение для различных алюминиевых сплавов. Как следует из рис. 94, у отожженных сплавов это отношение составляет приблизительно 0,5, что близко

к величине, получаемой для чистых металлов. После холодной деформации это отношение достигает 0,33, а после старения — только 0,25. Величина относительного предела усталости меняется во время термообработки сплава. Как сообщают [Forsyth], у сплава Al-Zn-Mg-Cu относительный предел усталости после термической обработки на твердый раствор, старения до максимальной твердости и перестраивания составляет 0,4, 0,25 и 0,45 соответственно. Очень похожие результаты были получены [Bonfield] после упрочнения при старении сплава Cu-1,9% (по массе) Ве в аналогичных условиях. Высокопрочные стали, упрочненные тонкодисперсными частицами карбида или выделениями интерметаллических

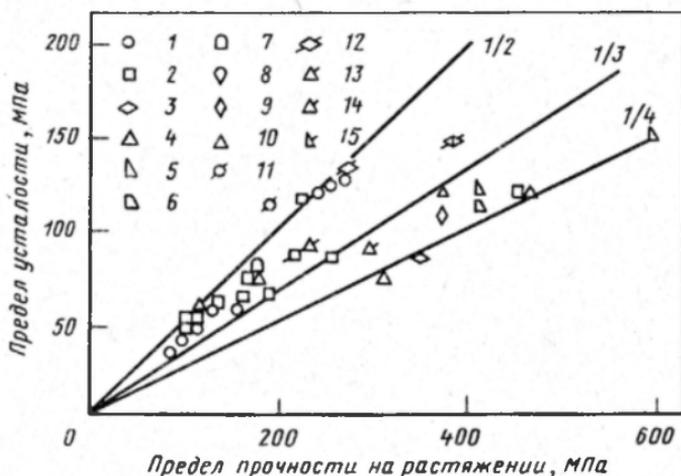


Рис. 94. Изменение относительного предела усталости различных алюминиевых сплавов после 10^8 циклов в зависимости от предела прочности на растяжение [McEvily et al.]:

1 — сплав 1100; 2 — 3003; 3 — 2011; 4 — 2014; 5 — 2017; 6 — 2018; 7 — 2024; 8 — 2025; 9 — 4032; 10 — 6152; 11 — 5052; 12 — 6053; 13 — 5056; 14 — 6061; 15 — 7075; цифры у кривых — наклон; незачерненные символы — отожженные сплавы; наполовину зачерненные — холоднодеформированные; зачерненные — упрочненные при старении

фаз, могут также обладать малым относительным пределом усталости. Более ясное представление об этом явлении можно получить, проводя статистическую обработку результатов испытаний на усталостную прочность.

Эффекты циклического разрушения

Изменения в материале при циклическом деформировании можно определить, измеряя напряжение, необходимое для создания пластической деформации на различных стадиях усталости. У отожженных материалов напряжение обычно повышается до определенной величины и остается постоянным вплоть до усталостного разрушения, в то время как деформационно-упрочняющиеся материалы размягчаются вследствие нестабильности дислокационной структуры под воздействием усталостных напря-

жений. Наблюдали [Laird], что в тех металлах, где прочность определяется плотностью дислокаций, циклическое разрушение качественно можно выразить в терминах перегруппировки дислокаций. Непонятно, как происходят такие перегруппировки и нельзя точно предсказать, чему будет равно напряжение пластического течения по окончании циклирования. В сплавах, упрочненных выделениями, ситуация еще более сложная. Имеется несколько теорий, объясняющих природу разупрочнения.

Был сделан обзор [Smith] взаимозависимости микроструктуры и характеристик усталостного разрушения дисперсно-упрочняющихся алюминиевых сплавов, откуда взято много материала, приведенного ниже. Указывают, что на примере многих сплавов, содержащих тонкодисперсные выделения, как, например, состаренные после закалки сплавы Fe—С, никелевые сплавы и высокопрочные стали, а также алюминиевые сплавы, можно продемонстрировать циклическое разрушение, и это явление связано с нестабильностью выделений и/или дислокационных структур. На рис. 95 изображены кривые чувствительности к циклическому нагружению сплава Al—Cu, состаренного до образования когерентной θ'' -фазы. Первоначальное циклическое упрочнение до максимального значения или насыщения сменяется затем заметным разупрочнением, оканчивающимся разрушением.

Одно из объяснений этого явления заключается в том, что повторяющееся перерезывание когерентных частиц приводит к уменьшению их размеров до тех пор, пока они не становятся термодинамически нестабильными и поэтому подвергаются реверсии. Такие области, где выделения вновь переходят в твердый раствор, являются, таким образом, зонами разупрочнения и будут вызывать уменьшение прочности всего тела. Аль-

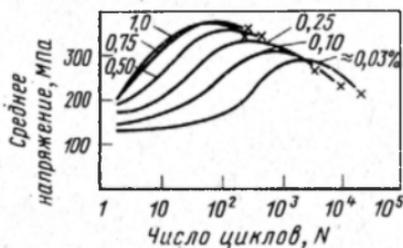


Рис. 95. Кривые чувствительности к циклическому нагружению при различных значениях ϵ_p для сплавов Al—Cu, состаренных до образования θ'' -фазы [Calabrese, Laird]

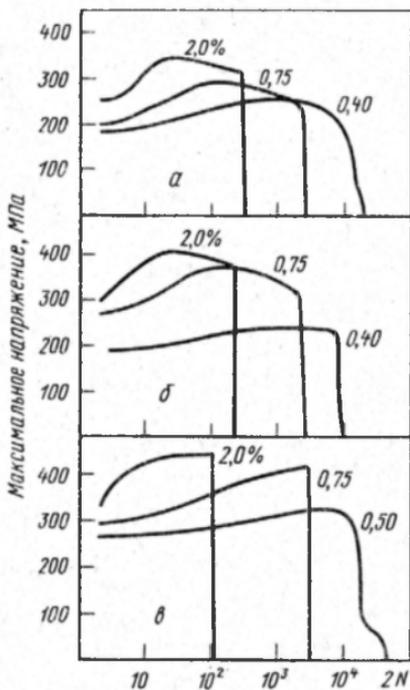


Рис. 96. Максимальное (условное) растягивающее напряжение в зависимости от количества циклов деформации для трех алюминиевых сплавов при разных амплитудах деформации [Fine, Santner]

тернативная гипотеза заключается в том, что размягчение осуществляется просто вследствие постепенного перерезывания выделившихся частиц и никакого повторного их растворения не происходит. Данные вопросы еще не нашли удовлетворительного решения, но изменения, вносимые усталостью, не всегда одинаковы для всех материалов, поэтому можно наблюдать такие явления, как повторное растворение, перестраивание, разупрочнение или упорядочение выделений и, возможно, дислокационное повышение растворимости.

Исследовали [Fine, Santner] влияние различных типов выделений в алюминиевых сплавах на циклическое разупрочнение. Были выбраны три различных сплава системы Al-Cu; Al-3,6 % Cu; Al-6,3 % Cu и промышленный сплав 2024. Каждый сплав испытывали в условиях естественного старения, что позволило сравнить двухфазные структуры с однофазными, в которых имеются выделения. В сплаве Al-3,6 % Cu имелись только зоны Гинье-Престона 1, в сплаве Al-6,3 % Cu наряду с этими зонами имелись и нерастворившиеся частицы θ -фазы диаметром 5-10 мкм, а в промышленном сплаве 2024 - зоны Гинье-Престона, выделения и включения.

На рис. 96 изображены изменения максимума (условного) напряжений для указанных трех сплавов в зависимости от числа циклов деформации при разных ее амплитудах. Причиной резкого падения нагрузки является не циклическое разрушение, а образование трещин в материале. По мере роста трещины максимальная растягивающая нагрузка непрерывно убывает, падая почти до нуля перед окончательным разрушением.

Из рис. 96, а видно, что у сплава (Al-3,6 % Cu; старение в течение 7 дней при 21°C), у которого образовались только зоны Гинье-Престона 1, при всех уровнях деформации вслед за циклическим упрочнением следует циклическое разупрочнение. Это совпадает с полученными результатами (см. рис. 95). У сплава 2024, в котором имеются выделения и включения (рис. 96, в) при всех исследованных уровнях деформации, за циклическим упрочнением следует насыщение. Для сплава Al-6,3 % Cu (старение в течение 7 дней при 21°C) характерно, что при больших и промежуточных значениях деформаций за циклическим упрочнением следует разупрочнение, а при малой величине деформаций разупрочнения не наблюдают (рис. 96, б).

Приведенные данные свидетельствуют о том, что микромеханизм циклического разупрочнения зависит как от микроструктуры, так и от характера распределения полос скольжения в матрице. Изменения, изображенные на рис. 96, а, связаны с разупрочнением структуры при усталости. При перерезывании зоны Гинье-Престона дислокацией уменьшается число связей Cu-Cu и увеличивается число связей Al-Cu, т.е. структура становится более беспорядочной. Меньшая величина циклического разупрочнения на рис. 96, б объясняется наличием в микроструктуре крупных частиц θ -фазы, уменьшающих локализацию пластической деформации: при более высоких амплитудах деформации структура начинает разупорядочиваться. Присутствие в сплаве 2024 дисперсных частиц и включений является причиной достаточной гомогенизации скольжения, которая пре-

дотвращает циклическое разупрочнение во всех исследованных диапазонах деформации.

Структурные изменения при усталости

В дисперсионно твердеющих сплавах некоторая неомогенность микро-структуры может быть результатом их термообработки. Например, по границам зерна могут располагаться зоны, свободные от выделений, и это обстоятельство, как и в случае деформации растяжением, увеличивает локализованную деформацию и межзеренное усталостное разрушение. Кроме того, может возникать внутризеренная неоднородность старения. Имеется много теорий о ее роли в усталостном разрушении. Такая неоднородность может возникать в закалочных полосах (т.е. предпочтительное зарождение на дислокациях, генерируемых под влиянием относительного сжатия при закалке), а в сплавах Al—Cu крупные локальные области θ' -фазы перемежаются с мелкодисперсной θ'' -фазой. Эти выделения могут ослаблять структуру, но их появление не объясняет полностью низкую усталостную прочность дисперсионно твердеющих сплавов, так как дальнейшие структурные изменения могут вызывать сами усталостные деформации.

У чистого сплава Al—Cu, содержащего θ' -фазу, после усталостного разрушения были найдены полосы, содержащие плотные массивы дислокаций [Calabrese, Laird]. На протравленном микрошлифе было видно по несколько таких полос в каждом зерне, но с помощью электронной микроскопии выявили отсутствие перестраивания или перехода в твердый раствор. Поэтому было выдвинуто предположение о том, что в результате разрыва связей между атомами при сдвиге образуются усталостные зоны разупрочнения. У состаренного после закалки сплава Fe—C, содержащего тонкодисперсные метастабильные когерентные карбиды, наблюдали циклическое разупрочнение, а после разрушения были хорошо заметны каналы, свободные от выделений [McCrath, Vratina, 1967]. У сплава Fe—Cu, содержащего мелкие некогерентные частицы меди, не проявляются признаки циклического разупрочнения, а также нет какого-либо другого свидетельства образования областей, свободных от выделений [McCrath, Vratina, 1970]. Предположив, что в обоих случаях происходит перерезывание частиц, разницу можно объяснить локальными скоростями диффузии в областях концентрации скольжения, контролирующей возможность перехода в твердый раствор (или даже перестаривания).

Зарождение усталостных трещин в дисперсионно твердеющих сплавах

Механизм образования зародыша усталостной трещины у дисперсионно-твердеющих сплавов, по-видимому, такой же, как у чистых металлов, когда происходит зарождение транскристаллической трещины. Естественно, что в промышленных сплавах трещины могут зарождаться возле крупных включений, часто встречающихся в форме интерметаллических соединений с примесными элементами (например, с железом в алюминиевых

сплавах). Возникающая концентрация напряжений возле включений вызывает интенсивное скольжение в примыкающей матрице, которое ведет к образованию зародышей усталостных трещин.

Влияние однородности скольжения на характер усталостного разрушения алюминиевых сплавов можно оценить, сравнив неполностью состаренные промышленные сплавы с чистыми. Поскольку усталостные трещины связывают с появлением на поверхности "устойчивых полос скольжения", высокие ступеньки скольжения в материале, где скольжение носит гомогенный характер, вероятно, способствуют зарождению трещины. На рис. 97 изображены кривые в координатах амплитуда напряжений —

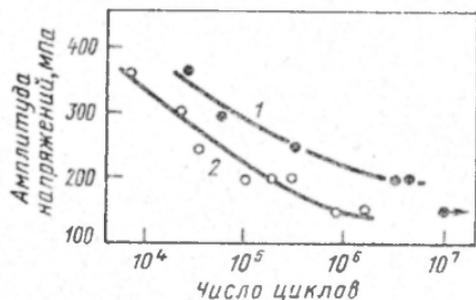


Рис. 97. Кривые амплитуда напряжений — количество циклов до разрушения для промышленного сплава 7075 (1) и эквивалентного ему чистого (X-7075) (2), состаренных при температуре 100°C и выдержке 24 ч (Lütjering)

число циклов до разрушения для двух алюминиевых сплавов. Один из них — это промышленный сплав 7075, а другой — тот же самый сплав, но с малым содержанием примесей, называемый X-7075. Оба сплава были состарены до одинаковой твердости и содержали выделения когерентных частиц.

Промышленный сплав 7075 содержит также некогерентные дисперсные частицы, образовавшиеся вследствие наличия переходного элемента (как в сплаве на рис. 1), который, как упоминали выше, гомогенизирует распределение линий скольжения. Чистый сплав X-7075 отличается неоднородностью скольжения в результате действия механизма перерезывания когерентной упрочняющей фазы. Как следует из рис. 97, чистый сплав имеет гораздо меньшую долговечность при усталости, чем промышленный сплав. Даже при усталостной деформации распределение дислокаций в сплаве 7075 остается однородным ввиду наличия твердых и недеформируемых включений.

Большая часть содержащихся в промышленном марганцевом сплаве кремния, хрома и железа находится в форме включений. В данном случае необходимо различать относительно крупные включения (> 5 мкм), которые обнаруживают почти во всех сплавах и которые всегда ускоряют усталостное разрушение (а также уменьшают вязкость разрушения) и мелкие дисперсные частицы (0,1–1,2 мкм) в промышленных сплавах, которые оказывают большое влияние на распределение полос скольжения (а также на подавление роста зерна).

Описание явления распространения усталостной трещины сделано на основе применения аппарата линейного хрупкого разрушения с учетом относительно малого размера области пластической деформации у вершины трещины. Многие исследователи утверждают, что приращение длины трещины за один цикл (da/dN) в основном зависит от интенсивности знакопеременных напряжений ΔK . Было предложено следующее выражение [Paris, Erdogan]:

$$da/dN = C\Delta K^m, \quad (135)$$

где C и m — масштабные коэффициенты, а ΔK находят как разность между максимальной и минимальной интенсивностями напряжений для каждого цикла, т.е. $\Delta K = K_{\max} - K_{\min}$. Уравнение (135) достаточно хорошо описывает процесс роста трещины, если приращение длины трещины составляет приблизительно от 10^{-5} до 10^{-3} мм за один цикл. При больших приращениях, когда K_{\max} приближается к K_{Ic} (вязкость разрушения), при определении по выражению (135) занижается скорость роста трещины. При меньших приращениях ΔK приближается к пороговому диапазону интенсивности напряжений ΔK_0 , ниже которого развитие трещины не может быть обнаружено.

Исследовали [Linbly, Richards, Ritchie] типы поверхностей усталостного разрушения для металлов, имеющих большое разнообразие микро-

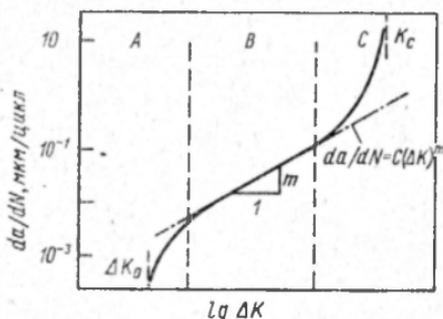


Рис. 98. Диаграмма основных механизмов разрушения при сигмоидальном изменении скорости развития усталостной трещины в зависимости от интенсивности знакопеременных напряжений: ΔK_0 — пороговое; K_{Ic} — окончательное разрушение

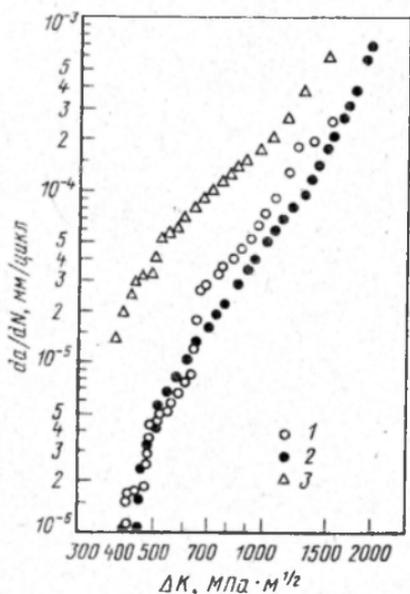


Рис. 99. Кривые роста трещин для полностью состаренного (1), состаренного (2) и перестаренного (3) сплава Fe — Ni — Al (толщина образцов 1,5 мм; $R = 0,235$; на воздухе; при температуре от 21 до 25°C, относительная влажность 43 — 50%)

структур и испытанных в широком диапазоне ΔK и K_{\max} . Они пришли к выводу, что существует четыре основных пути роста трещины: образование бороздчатости, скол, слияние пустот и межзеренное разрушение. Как показано на рис. 98, кривая изменения скорости роста усталостной трещины в зависимости от ΔK по обсуждавшимся выше причинам имеет сигмоидальный вид и на ней можно выделить три участка с различными основными механизмами разрушения (режимы *A*, *B*, *C*)*. Для средних значений ΔK (режим *B*), при которых разрушение (например, в сталях), как правило, происходит по механизму внутризеренной вязкой бороздчатости. Влияние микроструктуры и среднего напряжения на рост трещины обычно невелико. Соотношение толщины и ширины образца также, по видимому, мало сказывается на скорости распространения трещины. При больших скоростях роста (режим *C*), когда K_{\max} приближается к K_{Ic} , скорость роста становится чрезвычайно чувствительной как к изменениям микроструктуры, так и к величине среднего напряжения, что происходит вследствие переходе от образования бороздчатости к "статическим" моделям разрушения, таким как скол и межзеренный или волокнистый излом. В режиме *A*, т.е. при ΔK близких к ΔK_0 , влияние микроструктуры и величины среднего напряжения также значительное.

При рассмотрении микромеханизмов роста усталостной трещины количественное описание процесса можно дать исходя из того, что у вершины трещины происходит пластический сдвиг, причем деформация ограничена скольжением по кристаллографической плоскости монокристалла. В этом случае [Neumann] прослеживается четкая зависимость между ростом усталостной трещины и микроскопическими ступеньками скольжения. Если, однако, рассматривать реальные металлические материалы, в которых всегда имеются границы зерен и частицы, то ситуация становится очень сложной. По этой причине создание сплавов, обладающих высоким сопротивлением усталости, до сих пор осуществляют на эмпирической основе.

Были рассмотрены [Hornbogen, Zum Gahr] некоторые из микромеханических параметров, которые могут действовать у вершины трещины. Было сделано предположение о том, что на развитие усталостной трещины оказывают влияние следующие факторы: однородность ступенек скольжения внутри матрицы; локализованное скольжение по границам зерен или в зонах, свободных от выделений; отсутствие сцепления по плоскостям скола, в матрице или частицах, по плоскостям скольжения в матрице, по поверхности раздела некогерентная частица — матрица; по охрупченным границам зерен.

Они обращают внимание на то обстоятельство, что при малых значениях ΔK нужно ожидать преобладания вязких механизмов, тогда как при более

* Режим *A*, неkontинуумный механизм; сильное влияние микроструктуры, среднего напряжения, среды. Режим *B*: континуумный механизм (рост бороздчатости); слабое влияние микроструктуры, среднего напряжения, среды, толщины. Режим *C*: статический механизм (скол, межзеренный или волокнистый излом); сильное влияние микроструктуры, среднего напряжения, толщины, слабое влияние среды.

высоких интенсивностях напряжений, значениях R и толщинах образца в распространение трещины возрастает вклад квазистатического скола.

Исследовали [Hornbogen, Zum Cahr] влияние микроструктуры на рост усталостных трещин в сплаве γ - Fe - Ni - Al при различных условиях образования выделений. Термообработку сплава проводили таким образом, чтобы, несмотря на одинаковые свойства при растяжении, деформация сплава была однородной или неоднородной. Для этого брали как состаренные, так и перестаренные образцы с тем, чтобы различие в протекании пластической деформации было вызвано соответственно перерезыванием и обходом дислокациями частиц. Для сравнения использовали еще одну микроструктуру с неоднородной пластической деформацией, но с гораздо меньшим (вследствие неполного старения) пределом текучести и прочности. На рис. 99 изображены некоторые кривые роста трещин, полученные для указанных трех микроструктур в функции от диапазона интенсивности напряжений. Испытывали образцы толщиной 1,5 мм, величина R составляла 0,235. При всех условиях испытания получили одинаковые результаты — распространение трещины при малых ΔK проходило гораздо медленней у не полностью и полностью состаренных образцов, чем у перестаренных. С ростом ΔK разница убывала. Скорость распространения трещин в не полностью состаренном и состаренном образцах почти одинакова.

Увеличение интенсивности напряжений приводит к возрастанию размера зоны пластической деформации перед толщиной (124). Размер статической пластической зоны деформации

$$r_s = A (K_{\max} / p_Y)^2,$$

а размер циклической или усталостной пластической зоны $r_f = A' (\Delta K / p_Y)^2$, где A и A' — константы. Размеры этих зон могут быть связаны с микроструктурой сплавов. Как следует из рис. 99, когда r_s приблизительно равен размеру зерна D (где $D = 165$ мкм и $\Delta K = 480$ МПа · м^{-1/2}), то кривые для не полностью состаренных и состаренных образцов претерпе-

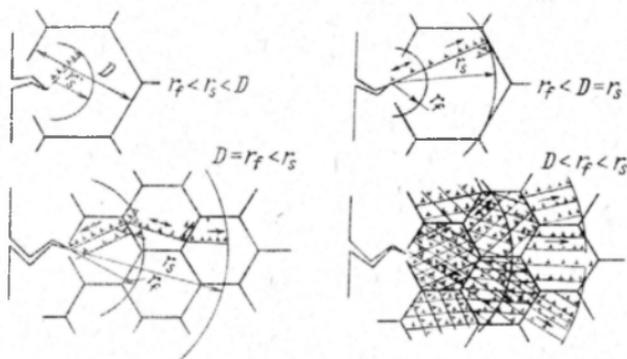


Рис. 100. Схематическое изображение расположения дислокаций при различных размерах пластической зоны по сравнению с размером зерна

вают разрыв, а у кривой для не полностью отоженных образцов имеется еще один разрыв при $r_f \approx D$, т.е. когда $\Delta K = 700 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{-1/2}$. Зависимость между размером пластической зоны и микроструктурой не полностью состаренных и состаренных образцов показана на рис. 100, где по мере увеличения ΔK рассматривают ряд возможностей.

Стадия I. $r_f < r_S < D$. Дислокации зарождаются у вершины трещины и движутся через зерно до тех пор, пока внешнее напряжение меньше, чем предел текучести дисперсно-упрочненного кристалла.

Стадия II. $r_f < D \leq r_S$. Под действием статического напряжения дислокации скапливаются у границы зерна. Повышается вероятность поперечного скольжения.

Стадия III. $D \leq r_f < r_S$. Так как $r_S > r_f$, дислокации зарождаются на расстоянии двух или трех зерен перед движущейся трещиной. Размер скоплений ограничен размером зерна, и в этих условиях скопления могут перемещаться в противоположном направлении при минимальном напряжении цикла.

Когда размер зоны принимает промежуточное значение между стадиями II и III, происходит дополнительное поперечное скольжение и зарождение скольжения у границ зерен, что способствует более однородному распределению деформации. Поэтому распределение дислокаций в сплаве близко к тому, которое наблюдают в микроструктуре перестаренного сплава.

На стадии I число дислокаций n_0 в плоскостях скольжения, которые создают ступеньки скольжения у вершины трещины, можно приближенно подсчитать, предполагая, что протяженность группы равна r_S :

$$n_0 = \Delta\tau_0 r_S / Gb, \quad (136)$$

где $\Delta\tau_0$ — критическое напряжение сдвига в деформационно-упрочненном кристалле с неперерезанными частицами. Если все n_0 дислокаций вносят вклад в развитие трещины, скорость роста можно записать следующим образом:

$$da/dN = Cn_0 b, \quad (137)$$

где C — безразмерный параметр, учитывающий ориентацию плоскости скольжения относительно направления развития трещины. Подставляя в (124), получим:

$$da/dN = C' (\Delta\tau_0 / G) (K_{\max} / p_Y)^2 = C'' K_{\max}^2 / p_Y E. \quad (138)$$

Если предположить, что $\Delta\tau_0$ пропорционально p_Y , все безразмерные параметры войдут в C' или C'' .

Рассматривая затем поведение перестаренного сплава (для которого характерны однородное скольжение и большая величина da/dN при данном ΔK), Хорнбоген и Зум Ган указывают, что в отличие от состаренного и не полностью состаренного сплавов, частичный реверс скольжения по первичным плоскостям маловероятен. Этот случай изображен схематически на рис. 101, где показано развитие трещины за один цикл в перестаренном

ренном сплаве, у которого проявляется тенденция к однородной деформации; показаны задействованными несколько плоскостей скольжения и два направления скольжения в состаренном и не полностью состаренном сплаве, где микроструктура испытывает неоднородную деформацию. Здесь скольжение происходит в одной плоскости и система позволяет частичный реверс распространения трещин. Если, например, n_R дислокаций движутся в обратном направлении по той же плоскости, то они не

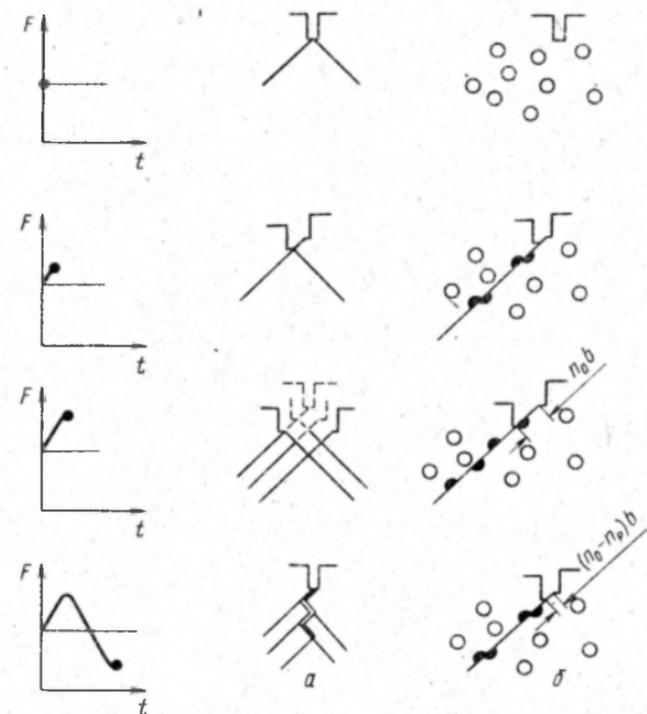


Рис. 101. Схема развития трещины за один цикл. В перестаренном сплаве микроструктура стремится деформироваться однородно (а), а в состаренном и не полностью состаренном сплавах – неоднородно (б)

будут участвовать в процессе развития трещин и выражение (137) принимает вид:

$$da/dN = C(n_0 - n_R)b. \quad (139)$$

Такая модель объясняет наблюдаемое уменьшение скорости роста трещины в материале с неоднородным процессом скольжения. Процесс, изображенный на рис. 101, а–г означает, что при интенсивности напряжения выше той, при которой размер статической и циклической пластических зон становится равным размеру зерна, количество реверсируемых дислокаций n_R будет убывать вследствие поперечного скольжения дислокаций у скоплений по границам зерен. Большая часть дислокаций участвует, таким образом, в процессе роста трещины, что объясняет наблюдаемое внезапное изменение в скорости распространения трещины.

Расположенные по границам зерен свободные от выделений зоны и некогерентные частицы второй фазы могут ускорять скорость роста усталостной трещины в результате разрыва связей по поверхностям раздела. Данный эффект проиллюстрирован рис. 102, на котором показано распространение трещины (в вакууме) в функции от интенсивности напряжений для двух сплавов: 7075 и X-7075, кривые амплитуда напряжений — число циклов до разрушения которых изображены на рис. 97. Видно, что присутствие дисперсных частиц увеличивает число циклов до разрушения, так как они гомогенизируют скольжение. Однако, как следует из рис. 102, благоприятное влияние дисперсных частиц целиком сводится к тому, что они затрудняют зарождение усталостной трещины, так как и у промышленного сплава 7075 скорости распространения трещины выше. В микроструктуре пустоты зарождаются у дисперсных частиц, расположенных внутри пластической зоны у вершины трещины, и это ускоряет процесс распространения трещины.

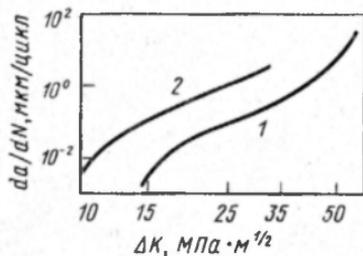


Рис. 102. Кривые роста усталостной трещины в сплаве X-7075 (1) и его промышленном варианте 7075 (2) (см. также рис. 97) [Albrecht et al.]

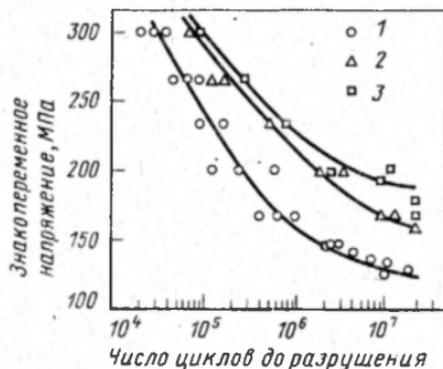


Рис. 103. Кривые амплитуда напряжений — число циклов до разрушения для сплавов Al-Zn-Mg-Cu [Ostermann]: 1 — промышленный сплав после обычной термообработки; 2 — то же после ТМО; чистый сплав для эксперимента после ТМО

Возможности повышения усталостной прочности

Важность проблемы повышения усталостной прочности стимулировала интерес к термомеханической обработке (ТМО) дисперсионно твердеющих сплавов. Деформирование сплава, термообработанного на твердый раствор или не полностью состаренного, увеличивает плотность дислокаций и обеспечивает более равномерное распределение дислокаций после окончательного старения, в результате усталостная деформация становится более однородной, а повреждения структуры менее локализованными. На рис. 103 показано влияние ТМО на промышленный сплав Al-Zn-Mg-Cu, а также на сплав высокой чистоты. Несмотря на присутствие в первом сплаве интерметаллидов и включений, было обнаружено повышение усталостной прочности и относительного предела усталости. Это позволяет предположить, что ТМО может задерживать развитие трещин на ранней стадии их роста, а также затруднять их зарождение.

Позднее сравнили [Lu, Weissmann] усталостные свойства сплава Al-14,4 % Zn в обычном состаренном состоянии и после ТМО, причем исходный статический предел текучести у всех образцов был одинаков. Сплавы после ТМО, испытанные на многоцикловую усталость, показали десятикратное увеличение числа циклов до разрушения, а относительный предел усталости возрос на 15 %. Полученные результаты были объяснены эффективным уменьшением расстояния между линиями скольжения, что увеличивает сопротивление зарождению трещины.

В заключение необходимо указать на неадекватность фундаментальных знаний об оптимальных размере и распределении выделений, при которых усталостная прочность достигает максимума. Наиболее эффективной может быть смесь мелких когерентных частиц, которые придают прочность, и более крупных частиц, гомогенизирующих распределение деформации. Это, однако, возможно при условии, что структуру не ослабляют зоны, свободные от выделений, и поверхности раздела частица-матрица.

Глава 4. МИКРОМЕХАНИЗМЫ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

1. РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ДВУХФАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Рассмотрим поведение сплавов, содержащих мелкодисперсную вторую фазу, и сплавы, в которых содержатся приблизительно в равных количествах две крупнозернистые фазы.

Двухфазные крупнозернистые сплавы

Интерес к системам этого типа появился вновь после 25-летнего перерыва. Например, в 1974 г. было проведено тщательное исследование деформированной альфа- и бета-латуни [Mäder, Hornbogen].

Утверждают, что от сплава этого типа можно ожидать проявления всех свойств, которые присущи двухфазным сплавам, но вместе с тем существенно отличающихся структурой, коэффициентом диффузии, энергией дефектов упаковки и атомным порядком. Результаты исследований показаны на рис. 104.

При деформации $< 40\%$ и отжиге при температуре начала образования α -фазы (см. рис. 104, а) рекристаллизация α -фазы происходит на межзеренных границах, тогда как β -фаза рекристаллизуется путем роста субзерен. Для температур отжига, отличных от температуры выделения, объемные доли α - и β -фаз должны изменяться так, чтобы зародыши α -фазы могли образоваться в β -зернах (рис. 104, б) и в свою очередь стать центрами рекристаллизации первоначально деформируемых α -зерен (рис. 104, в).

При деформации $> 40\%$ β -фаза начинает превращаться по мартенситному механизму в α -фазу (α_M). Этот процесс охватывает весь материал при деформациях $> 70\%$ (рис. 104, г). На отожженных образцах (рис. 104, д) поперечная диффузия приводит к выравниванию составов

обеих фаз г.ц.к. и образованию мелкозернистой дуплекс-структуры (рис. 104, e) вследствие рекристаллизации зародышей α -фазы и обратного превращения зародышей β -фазы.

Исследования этого явления в 1974 г. [Vasudevan, Petrovic, Roberson] вели с разных позиций. В качестве модели изучали систему Al-Ni. обе фазы которой пластичны, а их составы и микросъемы не изменяются с температурой. Полученные выплавкой из порошков образцы, содержащие 57 % (объемн.) Ag и 43 % (объемн.) Ni, сравнивали с образцами чистых серебра и никеля.

После проведения рекристаллизационного отжига образцов в течение равного времени была измерена их макротвердость. Измеряли также

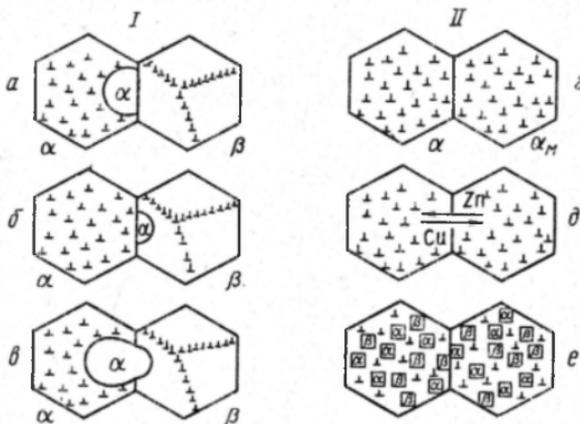
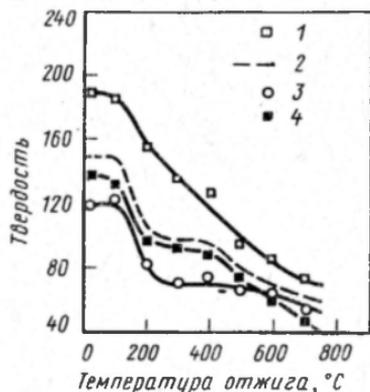


Рис. 104. Схемы микромеханизмов рекристаллизации в α/β -латуни при $\epsilon < 40\%$ (I) и 70% (II)

микротвердость отдельных фаз. Результаты измерений показаны на рис. 105. Пунктирная линия соответствует твердости, рассчитанной по результатам измерений ее на отдельных фазах. Эта кривая и качественно и количественно хорошо соответствует кривой макротвердости системы Ag-Ni. На основании проведенного сравнения авторы пришли к выводу, что общая рекристаллизация определяется рекристаллизацией отдельной фазы, которая в соответствии с объемной долей является основной.

Мелкодисперсные двухфазные сплавы (некогерентные частицы). Кинетика рекристаллизации. Хорошо известно, что дисперсные твердые

Рис. 105. Сравнение зависимостей макро- и микротвердости отдельных фаз сплавов Ag-Ni от температуры отжига: 1, 3 - микротвердости соответственно Ni- и Ag-фазы; 2 - средние значения; 4 - макротвердость Ag-Ni сплавов



некогерентные частицы могут замедлять или ускорять рекристаллизацию металла. В одной из работ [Köster] рассмотрено много примеров этого явления. На рис. 106, *a*, *б* изображены типичные для системы Al—CuAl₂ кривые, иллюстрирующие важность расстояния λ между центрами соседних частиц, определяющих свойства материала, а также то, что изменение скорости зарождения частиц определяет общую скорость рекристаллизации (рис. 106, *б*). Значения \dot{N} -скорости зарождения приблизительно рассчитывали по количеству рекристаллизованных зерен.

Ускорение рекристаллизации наблюдали только на образцах с относительно крупнозернистой структурой (с частицами диаметром $> 0,1$ мкм).

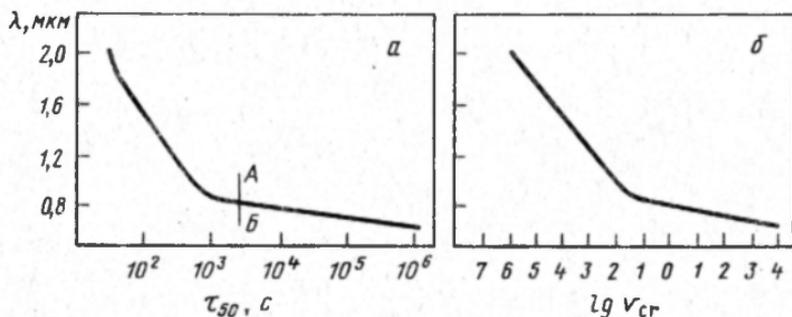


Рис. 106. Зависимости расстояния между частицами от времени 50 %-ной рекристаллизации Al—CuAl₂ сплавов (*a*) и скорости зарождения центров рекристаллизации v_{cr} (*б*). АБ соответствует τ_{50} однофазного сплава

С появлением очень мелких частиц рекристаллизация замеряется во всех микрообъемах (рис. 107).

Следует также рассмотреть влияние степени деформации на кинетику рекристаллизации в присутствии частиц. По утверждению исследователей [Hansen, Bay] рекристаллизация в алюминии замедляется выделениями (рис. 108), причем темп этого замедления снижается с увеличением степени холодной деформации. Этим подтверждается вывод о том, что с увеличением степени холодной деформации критический размер зародыша рекристаллизации может уменьшиться до величины, равной или меньшей размера частицы, а последующее диспергирование будет проходить только вследствие роста количества зародышей. Измерения размеров зародышей рекристаллизации и скоростей их роста в дисперсно-упрочненных материалах желательнее рассматривать с учетом приведенного выше материала.

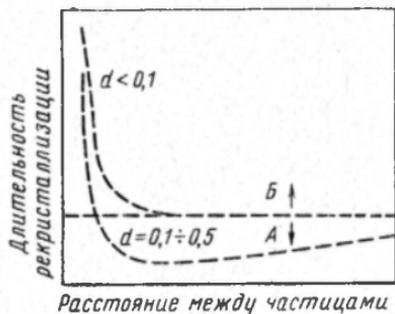


Рис. 107. Влияние величины частиц d , мкм, и расстояния между ними на длительность рекристаллизации в двухфазных сплавах (А — ускорение, Б — замедление процесса)

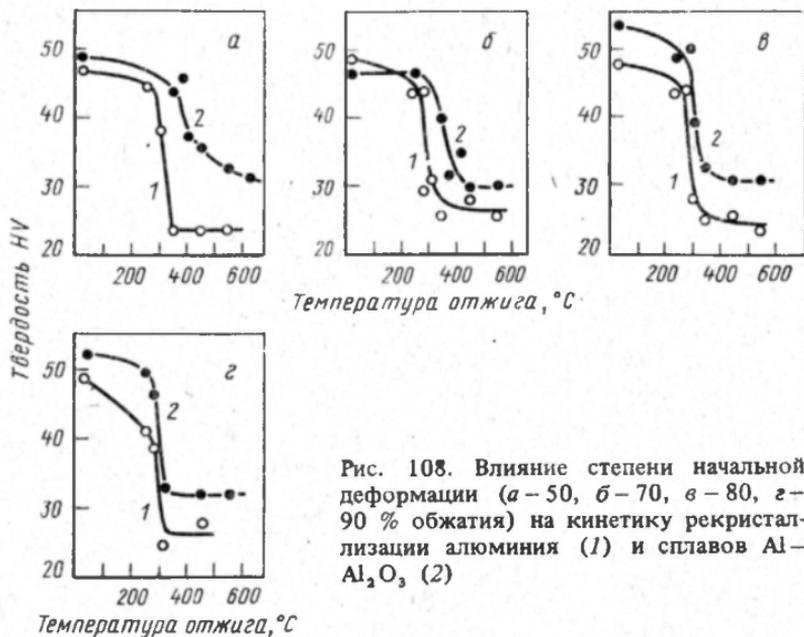


Рис. 108. Влияние степени начальной деформации (а — 50, б — 70, в — 80, г — 90 % обжатия) на кинетику рекристаллизации алюминия (1) и сплавов Al—Al₂O₃ (2)

Микромеханизмы

Эффект замедления. Твердые выделения второй фазы будут увеличивать запасенную энергию деформированного материала, способствуя размножению дислокаций при холодной обработке (см. гл. 2). Рекристаллизация замедляется по двум причинам: во-первых, частицы второй фазы могут обусловить стабильность дислокационной структуры; во-вторых, они могут препятствовать перестройке дислокаций (и решетки), затрудняя образование границ зерен и их миграцию.

Как было отмечено ранее (гл. 2), диспергированные в материале мелкие частицы способствуют однородному скольжению, так что после деформации структура не содержит участков с различной степенью наклепа и характеризуется большим сопротивлением рекристаллизации. Этот эффект убедительно демонстрируют на монокристаллических умеренно деформированных образцах. Кристалл Cu, содержащий 2 % (по массе) Co [Rollason, Martin], был выращен с целью получения дисперсии несвязанных частичек кобальта и подвергнут деформации при условиях, соответствующих участку II на кривой напряжение — деформация. Затем этот кристалл отжигали в течение 98 ч при 950°C — температуре, при которой все выделения Co растворяются в течение нескольких секунд после рекристаллизации. Маловероятно, чтобы этот эффект был важен для поликристаллических материалов, даже с учетом сложной природы скольжения. Он может явиться причиной неламнарного скольжения, которое в свою очередь обусловит высокую неоднородность деформации. Тем не менее повышенное сопротивление рекристаллизации поликристаллических материалов должно проявляться вследствие стопорного эффекта выделений,

тормозящих дислокации, а не обуславливаться границами зерен или дислокационными субграницами. Этот эффект можно подразделить на две категории.

Зернограничный. В 1948 г. была впервые высказана мысль о том, что дисперсная фаза будет удерживать границу зерна при действии на нее некоторой силы [Zener, Smith]. Согласно приведенному в гл. 2, п. 1, когда перемещающаяся граница с удельной поверхностной энергией σ_B пересекает сферическое включение радиуса r , максимальная величина стопорящей силы, развиваемая частицей, равна $\pi r \sigma_B$. Если в единице объема содержится N таких частиц, то в объеме f их находится $4\pi r^3 N/3$. На единичную площадь приходится $2rN$ частиц. Таким образом, число частиц внутри некоторой границы определяется величиной $3f/(2\pi r^2)$, а сдерживающая сила, приходящаяся на единицу поверхности границы зерна:

$$F_r = 3f\sigma_B/(2r). \quad (140)$$

Субграничный. Максимальная сдерживающая сила, действующая у частицы в субгранице, равна $\pi r \sigma_{sb}$, где σ_{sb} — субграничная поверхностная энергия. Если все частицы лежат на субзеренных поверхностях, то количество таких частиц, приходящихся на единицу площади субзеренной границы, согласно (2.33), $N_S = 3fL/(8\pi r^3)$, где L — величина субзерна. Сдерживающая сила на единицу площади субзеренной границы определится как

$$F_{sr} = 3fL\sigma_{sb}/8r^2. \quad (141)$$

Ускорение рекристаллизации. Это явление реализуется, как только размер частиц превысит некоторую критическую величину. В 1971 г. был проведен [Gawne, Higgins] тщательный качественный металлографический анализ, который убедительно продемонстрировал, что в сплаве Fe—C частицы карбида действуют как центры рекристаллизации. Была показана необходимость достижения частицей критического размера для проявления этого эффекта. Шестью годами позже исследовали условия [Humphreys], при которых диспергированные частицы могут стать центрами рекристаллизации деформированного алюминия.

Исследования проводили на монокристаллах алюминия, содержащих 0,45 % (по массе) Си, разные количества Si и выращенных до образования равновесных дисперсных включений кремния в матрице. Размеры частиц колебались от 0,7 до 4,9 мкм. Кристаллы подвергали холодной прокатке и последующему отжигу при 300°C (температура стабильного существования дисперсной фазы); режим "частица, стимулирующая зародышеобразование" определяли металлографически. Вследствие большого расстояния между частицами ассоциация между частицами и зародышами могла быть установлена непосредственно без необходимости тщательного [Gawne, Higgins] статистического анализа. Как показано на рис. 109, удалось четко разделить образцы [Humphreys], в которых значительное число частиц было сгруппировано у зародыша, и образцы, в которых таких скоплений не было. Это доказывает, что критический размер частицы для образования устойчивого зародыша в этих кристаллах составляет 2—3 мкм, а так-

же что деформация, являющаяся причиной рекристаллизации, должна составлять по крайней мере 25 %. В результате прямого наблюдения за процессами отжига с использованием высоковольтного электронного микроскопа были идентифицированы процессы *in situ*, в ходе которых могут формироваться центры рекристаллизации в сочетании с частицами второй фазы при условиях, рассмотренных выше.

Согласно гл. 2, п. 2 деформированная структура состояла из множества субзерен, размер которых уменьшался у каждой соседней частицы (см. рис. 54). С помощью дифракции электронов установлено, что накопление разориентаций на угол до 15° происходило в зависимости от расположения частиц. На рис. 110 схематично показано наблюдаемое при отпуске

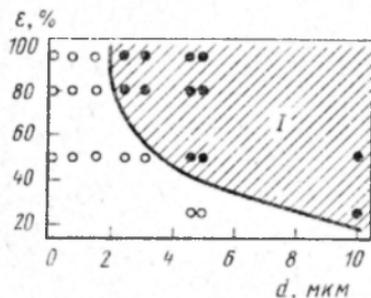


Рис. 109. Влияние степени деформации (обжатия) и величины частиц на зарождение центров рекристаллизации (*I* — наблюдаемая область)

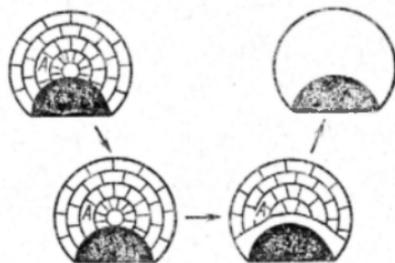


Рис. 110. Влияние отжига на распространение деформации в околочастичных зонах

поведение в зоне деформации, граничащей с частицей: зародыш *A* в зоне деформации растет на ранней стадии в направлении к частице и вокруг нее. После того как вся зона деформации будет занята, движущая сила рекристаллизации обуславливается плотностью дислокаций (которая меньше в матрице за пределами зоны деформации) и таким образом рекристаллизация не сможет продолжаться пока движущая сила не преодолеет сдерживающую силу границы зерна. Таким образом, критический размер зародыша рекристаллизации определится соотношением $r_c > 2\sigma_B/E$, где σ_B — энергия границы зерна, а E — накопленная энергия. Если r_c принять равным радиусу частицы, то получим, что критический диаметр частицы будет ~ 1 мкм (эта величина уменьшается с увеличением накопленной энергии деформации E).

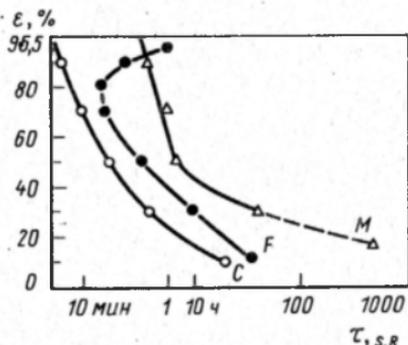
Влияние распространения сдвига. Исследовали [Kallma, Hornbogen] влияние величины карбидных включений на возникновение рекристаллизации в доэвтектоидной стали. Они получили диспергированные частицы Fe_3C самых различных размеров, проводя ТМО мартенситной структуры. Исследовали три размерные группы: большие сферические частицы (диаметром 2,7 мкм), средней величины сферические частицы (диаметром 0,2 мкм) и тонкие пластинки ($0,2 \times 0,01$ мкм), которые обозначим соответственно *C*, *M* и *F*. На рис. 111 показана зависимость времени, необходимого для начала рекристаллизации при $550^\circ C$, от степени холодной

деформации структур с *C*, *M* и *F*. По рассмотрении представленных кривых можно сделать два вывода.

В сплаве *F*, содержащем очень маленькие частицы, рекристаллизация начинается раньше, чем в сплаве *M*, содержащем более крупные частицы. Это противоречит выражению (140), тогда как раннее начало рекристаллизации в сплаве *C* согласуется с рассмотренной выше моделью ускорения рекристаллизации.

На рис. 111 показано, что при высоких степенях холодной деформации начало рекристаллизации в сплаве *F* задерживается на время большее, чем в сплаве *M*.

Хотя данная работа подтверждает, что существует верхний критический размер частицы, при превышении которого начальная стадия рекристаллизации ускоряется, и что рекристаллизация может замедлиться меньшими



частицами, возможные выводы из этих положений следует обсудить. Существует минимальный критический размер частицы, ниже которого (в случае сплава *F*) частицы при деформации сдвигаются. Это приводит к микро-

Рис. 111. Влияние степени холодной деформации доэвтектоидных сталей составов *C*, *F*, *M*, рекристаллизованных при 550°C, на время начала рекристаллизации

неоднородности деформации. Такая концентрация деформации будет благоприятствовать образованию центра рекристаллизации. Соответствующие значения, размещающиеся на кривой для сплава *F* (см. рис. 111), находятся слева от кривой, построенной для сплава *M*. При больших степенях деформации ($\epsilon > 80\%$) деформируемые участки расширятся и деформация вновь станет однородной. Только тогда рекристаллизация замедлится в сплаве *F* несколько более, чем в сплаве *M*.

Влияние выделения частиц двух размеров на рекристаллизацию

Как было отмечено в начале гл. 1, структуры многих технологически важных сплавов содержат крупные включения, образовавшиеся при литье, и мелкодисперсные, возникшие при последующих процессах. Прохождение рекристаллизации в материале с такой двойной структурой было рассмотрено теоретически [Nes]. На рис. 112 изображена использованная при этом модель. Система содержит три основных структурных элемента — относительно крупные включения, сравнительно равномерно распределенные меньшие частицы и субзеренную структуру как следствие холодной деформации.

Предполагают [Nes], что новые зерна образуются очень быстро на крупных включениях, когда все зерна образуются в течение короткого на-

чального переходного периода, а рекристаллизация проходит лишь в небольшом объеме. Конечная величина зерна будет определяться количеством таких участков и не будет зависеть от процесса образования, а также скорости роста зерен. Представление о крупных частицах как о местах образования зерен существенно искажено вследствие наличия вокруг них мелких частиц. Полагают, что частицы ограничивают рост субзерен до величины, превышающей средний их размер, и что только эти субзерна участвуют в процессах зарождения новых зерен.

Исключительно для этих субзерен можно по аналогии с аномальным

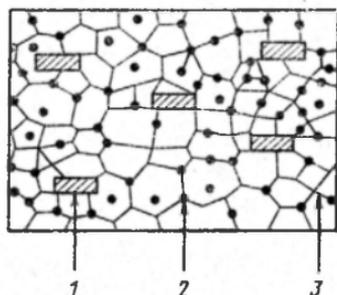


Рис. 112. Модель дуплекс-структуры:
1 — крупные включения; 2 — мелкие частицы; 3 — субзернистая решетка

ростом зерна сделать вывод [Hillert] о том, что расти будут только субзерна с диаметром

$$\rho > \bar{\rho} / [1 - (3/4) \alpha p f / r], \quad (142)$$

где $\bar{\rho}$ — среднее значение диаметра субзерна, r — радиус частицы, f — занимаемый ими объем и $\alpha \approx 1$ — константа.

Возможность зарождения, происходящего при наличии подходящего места, пропорциональна количеству субзерен, способных расти. Если n — количество субзерен, могущих расти, в единице объема, а \bar{n} — средняя плотность таких субзерен, то число центров кристаллизации в единице объема

$$N = N_0 n / \bar{n}, \quad (143)$$

где N_0 — средняя плотность возможных центров кристаллизации в матрице. Число субзерен, склонных к росту, определяется величиной

$$n = \int_{\rho}^{\infty} f(\rho) d\rho, \quad (144)$$

где $f(\rho)$ — функция распределения размеров субзерен, а величина ρ определяется по (142). При нормальном распределении

$$n = \bar{n} [1 - |0,5(\rho - \bar{\rho})| \sigma^{-1}], \quad (145)$$

где σ — стандартная девиация субзеренного распределения. С учетом выражений (142) — (144) была получена [Nes] следующая зависимость:

$$N = N_0 \left\{ 1 - |\bar{\rho}^2 [\sigma \sqrt{8r / (3fa)} - \bar{\rho}]^{-1} \right\}, \quad (146)$$

которая связывает N , N_0 , σ и ρ с характеристикой дисперсных частиц f/r . Уравнением (146) описывается скорость кристаллизации, однако для

осуществления процесса зарождения, на крупных частицах должно выполняться соотношение $\dot{N}_r/N_{0r} = \dot{N}/N_0$.

Исследуя прохождение рекристаллизации в Al–Mg–Si сплаве, использовали [Scharf, Gruhl] полученные значения f/r , которые в сочетании с теоретической кривой, рассчитанной по (146), изображены на рис. 113 (при $\alpha = 0,7$ и оценочных значениях параметров субзеренного распределения $\bar{\rho}$ и σ). Видно, что экспериментальные значения хорошо сочетаются с теоретическими [Nes]. Влияние изменения уровня дисперсности на скорость кристаллизации для случаев, когда $r \approx r_{Cr}$ (r_{Cr} – критический раз-

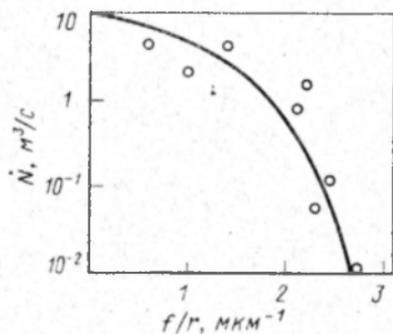


Рис. 113. Зависимость скорости образования центров рекристаллизации от степени дисперсности (f/r) сплава Al–Mg–Si. Кривая рассчитана по (146) при $\alpha = 0,6$

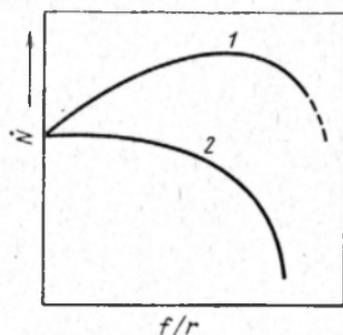


Рис. 114. Зависимость \dot{N} от f/r при $r > r_{cr}$ (1) и $r < r_{cr}$ (2) согласно модели [Nes]

мер частицы, превысив который, она может служить центром зарождения), показано на рис. 114.

Рис. 114 дает ту же информацию, что и рис. 107, но при участии параметра f/r (который пропорционален усилию стопорения) взамен λ -расстояния между частицами. Действительно, $\lambda^{-1} \sim f^{1/3}/r$ так, что имеется приблизительно взаимнообратное соотношение между этими диаграммами.

Таким образом, было рассмотрено влияние дисперсных частиц на кинетику рекристаллизации. Влияние приложенных напряжений на дисперсионно твердеющие материалы при повышенных температурах рассмотрено ниже.

2. ИЗМЕНЕНИЕ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ

Удобная для изучения модель системы состоит из кристаллов, упрочненных частицами оксида; выбор такой модели обусловлен желанием понять взаимодействие дислокаций с частицами при изменении температуры, так как распределение частиц оксида остается постоянным при высоких температурах. Данная работа заключалась в исследовании высокотемпературной прочности внутренне окисленных кристаллов меди. Типичные результаты, полученные на кристаллах, содержащих разные объемные доли включений глобулярных частиц SiO_2 , показаны на рис. 115.

Предел текучести при сдвиге, отнесенный к модулю Юнга второго рода, изображен в функции температуры, фиксируемой в интервале 77–1200 К. Горизонтальные участки кривых при низких температурах указывают, что в этом начальном диапазоне изменение напряжения Орована с температурой происходит в основном в результате изменения модуля сдвига матрицы (см. гл. 2, п. 2). Однако как только в процессе увеличения температуры прочность материала снизится до предела текучести, частицы начинают охватываться дислокациями. Важно, что кристаллы сохраняют значительную прочность при температурах, близких к точке плавления медной

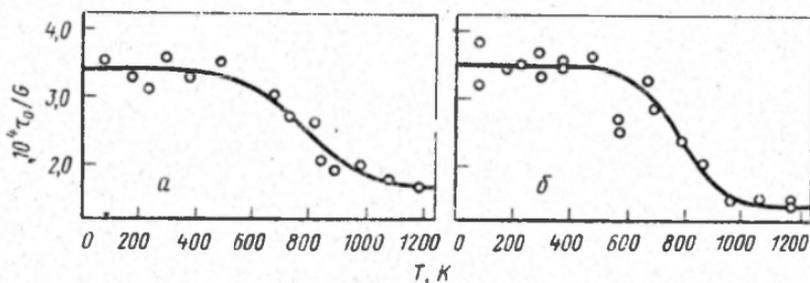


Рис. 115. Изменение предела текучести в зависимости от температуры для системы Cu – SiO₂ при содержании SiO₂, % (объемн.): 0,41 (а) и 1,25 (б)

матрицы. Минимальное напряжение течения определяется приблизительно как половина напряжения Орована, зафиксированного при низких температурах.

Теоретические разработки [Brown, Ham], 1971. Согласно предложенной модели для определения прочности дисперсионно твердеющих кристаллов при повышенных температурах дислокации в процессе пластической деформации остаются в плоскостях скольжения. Кроме этого, предел текучести ограничивается вследствие локального охватывания дислокациями частиц. Авторы [Brown, Ham] утверждают, что когда дислокация охватывает частицу, она должна удлиняться, для чего необходима энергия. Этим и объясняется явление, отчего предел текучести дисперсионно твердеющих кристаллов не становится пренебрежимо мал при увеличении температуры до точки плавления матрицы. Были проведены расчеты [Brown, Ham] в предположении, что все частицы охватываются дислокациями и достигается предел текучести, равный половине напряжения Орована. Правильность этого предположения экспериментально была полностью подтверждена.

При этом принимали, что химический потенциал локального скопления дислокаций у частицы велик по сравнению с kT , где k – постоянная Больцмана. Была предложена зависимость, согласно которой τ линейно зависит от температуры:

$$\tau = \frac{0,5Gb}{(1-\nu)^{0,5}L} + \frac{SU_p}{(2Lb^3)^{0,5}} + \frac{SkT}{(2Lb^3)^{0,5}} \ln\left(\frac{\dot{\epsilon}S^2}{2\rho b^4 V_D}\right), \quad (147)$$

где U_p – энергия, необходимая для диффузии вдоль ядра дислокации; ρ – плотность дислокаций; $\dot{\epsilon}$ – скорость деформации; V_D – Дебаева частота

та, ν — коэффициент Пуассона, S — размер частицы (предположительно кубической); L — расстояние между частицами.

Качественно теория удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, однако расчетные значения τ/G обычно на порядок выше, чем наблюдаемые. Придерживаются точки зрения [Humphreys, Hirsch, Gould], что химический потенциал при пластическом течении мал по сравнению с kT . С учетом этого предположения расчетное напряжение оказывается прямо пропорционально скорости деформации, а не зависит от нее логарифмически, согласно (147).

Теория [Humphreys, Hirsch, Gould]. Авторы ее согласны с тем, что образование препятствий в сплавах может быть важным фактором. Сравнивая



Рис. 116. Переползание дислокации, охватывающей сферическую частицу

скорости зарождения препятствий и скорости их перемещений, они пришли к выводу о том, что дислокационный охват частиц контролируется первым из сравниваемых факторов. На рис. 116 показана краевая дислокация, огибающая сферическую частицу. Сегмент ABC охватывает плоскость скольжения DCE вследствие накопления и диффузии препятствий, давая возможность дислокации двигаться. Это доказывает существование движущей силы в данном процессе. В окончательном виде предложенное указанными авторами уравнение, описывающее охват дислокации, будет следующим:

$$[cG(\tau - \tau_b)]^{0,5} = U_p/\nu + 2W_{j0}/\nu - (kT/\nu) \ln[4AV_D(\tau - \tau_b)b^5\rho D^2/(d^2\dot{\epsilon}kT)], \quad (148)$$

где $\nu = 0,5(D/d)^{0,5}b^3$; τ_b — напряжение противоположного знака вследствие удлинения дислокации; W_{j0} — энергия активации, необходимая для образования препятствия; A — фактор энтропии; D — расстояние между частицами; d — действительное перемещение частицы в плоскости скольжения; $c = \text{const}$ [$c = 1$ для краевых, $c = (1+\nu)/(1-\nu)$ для винтовых дислокаций].

Это уравнение получено для рассмотренной логарифмической зависимости предела текучести от скорости деформации. Значения энергии активации, полученные из уравнения (148), хорошо согласуются с теоретической величиной $(2W_{j0} + U_p)$. Тем не менее наклон кривой теоретической зависимости предела текучести от скорости деформации в 10 раз меньше, чем экспериментальной.

Теория, разработанная в 1977 г. [Shewfelt, Brown]. Авторы этой теории рассчитали скорость краевой дислокации, движущейся произвольно в окрестности некоторого препятствия. Результаты расчетов сравнивали с результатами испытания на растяжение нагретых кристаллов меди, содержащих частицы SiO_2 .

Наиболее важный вывод, сделанный на основе расчетов, заключается в том, что скорость дислокации оказалась зависящей экспоненциально от приложенного напряжения сдвига (хотя время, необходимое для преодоления отдельного препятствия, слабо зависит только от напряжения). Это согласуется со сделанным на основе экспериментов выводом о логарифмической зависимости предела текучести от скорости деформации при постоянной температуре. Экспериментальные данные для рассматриваемых дисперсий частиц были сведены в следующее уравнение:

$$\tau = Gb \{ (0,51 \pm 0,01) + (0,12 \pm 0,02) \lg [\dot{\epsilon} k T R^2 / (4\pi \rho b^2 \times \chi a_v G D D_s)] + 0,052 \pm 0,009 E_s / (kT) \} / D, \quad (149)$$

где $D_s = D_0 \exp [-E_s / (kT)]$; ρ — плотность дислокаций; R — радиус частицы; D — площадь решетки между препятствиями; a_v — площадь, занятая вакансией.

Удовлетворительное соответствие эксперименту наблюдали те авторы, которые пришли к выводу, что следует постулировать экспоненциальную зависимость скорости деформации от приложенного напряжения. Практически также предсказываются ограниченные значения предела текучести при высоких температурах, составляющие 0,4 напряжения Орована, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Можно заключить, что проведение более точных расчетов приведет к еще большему соответствию между теорией и экспериментом в этой области.

3. ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ НАКЛЕПА

В ходе работы с системами, выбранными в качестве моделей, снова было получено доказательство изменения скорости наклепа с увеличением температуры, а исследование с помощью электронной микроскопии деформированных монокристаллов дает возможность понять микромеханизм деформации. Мы уже упоминали об использовании кристаллов меди, содержащих недеформирующиеся (обычно оксидные) частицы, поведение которых при деформации детально анализировали в последнее время. Рассмотрим в качестве примера сплав на основе Al. В большинстве промышленных алюминиевых сплавов при старении образуются пластинчатые частицы. Также структуры деформируются по-разному в одинаковых условиях (см. гл. 2), а для того чтобы упростить количественную оценку влияния выделений, желательно иметь в исследуемых материалах равноосные частицы, одинаково диспергированные.

Исследовали [Stewart, Martin] монокристаллы Al, содержащие 0,5 % Si и 0,45 % Cu (по массе) и состаренные с образованием равноосных частиц кремния в твердорастворной матрице (см. гл. 1, п.3). Была рассмотрена деформация этих кристаллов и действующие в них микромеханизмы. Перейдем к теоретическому рассмотрению различных процессов.

На рис. 117 показано изменение формы кривых напряжение — деформация при сдвиге с изменением температуры от 77 до 493 К. Кристаллы содержат частицы Si [0,31 % (объемн.)] диаметром $d_s = 0,097$ мкм при

расстоянии между ними $\lambda_s = 1$ мкм. Параболические участки на кривых соответствуют такой ориентации кристаллов, при которой соответствующие диапазоны деформаций характеризуются наибольшей начальной интенсивностью скольжения. На рис. 118 показана зависимость изменяющейся по параболическому закону скорости упрочнения от температуры. Чрезвычайно сильное влияние температуры особенно видно в диапазоне 300–500 К.

Исследовали также дислокационные структуры после деформации при температурах от 49 до 77 К. При стандартной 6 %-ной сдвиговой деформации дислокационные участки наиболее интенсивно образовывались в интервале температур от 77 К до комнатной температуры (см. гл. 2, п. 2 и

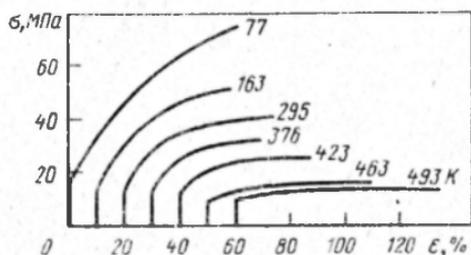


Рис. 117. Кривые напряжение—деформация при сдвиге для кристаллов Al, содержащих частицы кремния [0,31 % (объемн.)], полученные при разных температурах (цифры у кривых)

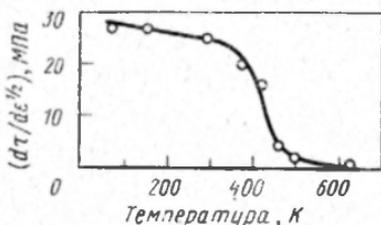


Рис. 118. Температурная зависимость скорости упрочнения кристаллов, кривые σ — ϵ которых показаны на рис. 117

рис. 49). Структура в этом температурном интервале состоит в основном из призматических петель, ориентированных вместе с частицами в направлении первоначального вектора Бюргерса. Как и в случае монокристаллов меди, содержащих дисперсные частицы оксидов, дислокационные скопления, образованные у частиц, зависели от размеров частиц (см. рис. 53, а); они становились более насыщенными с увеличением этих размеров.

Кристаллы были ориентированы в направлении (111) при направлении скольжения [101]. В табл. 3 представлены возможные дислокационные скопления, направления векторов Бюргерса и приблизительные значения критических размеров частиц при 6 %-ной сдвиговой деформации, соответствующей началу проявления этих скоплений.

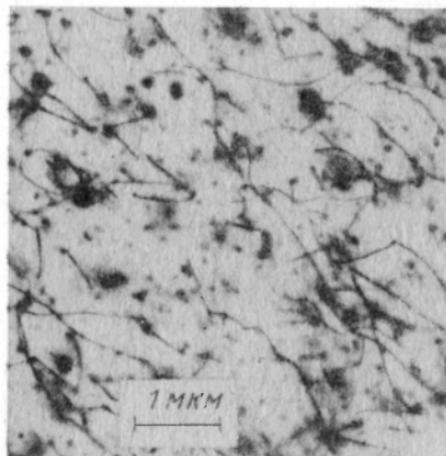
Отмеченные изменения в первоначальной дислокационной структуре наблюдали в образцах, деформированных при комнатной и повышенных температурах, особенно в температурном интервале, соответствующем большему уменьшению скорости наклепа (см. рис. 118). В этом диапазоне количество призматических петель уменьшается, и после деформации при 425 К ориентированные петли встречаются только в сочетании с большими частицами. При 463 К, как показано на рис. 119, существенно уменьшается плотность дислокаций: первоначальных призматических петель и спиралей больше не наблюдают, видны лишь несколько диполей в сочетании с частицами.

Таблица 3. Основные дислокационные структуры кристаллов, подвергнутых 6 %-ной сдвиговой деформации при комнатной температуре

Структура	Критический размер частиц, мкм	Векторы Бюргера
Первичная	$< 0,12$	$\bar{1}01$
Первичная и вторичная	$\approx 0,12$	$\bar{1}01, [110]$
	$\approx 0,18$	$\bar{1}01, [110], [011]$
	$\approx 0,21$	$\bar{1}01, [110], [011], [101]$

Кроме этого, существует влияние на образование дислокаций с вторичными векторами Бюргера. Когда температура деформации становится выше комнатной, то критический размер частиц при вторичном генерировании дислокаций заметно увеличивается и по достижении 423 К составляет 0,26 мкм. Сообщали [Humphreys, Hirsch] об аналогичном поведении частиц в монокристаллах меди, содержащих небольшие частицы SiO_2 : количество первичных и вторичных петель дислокаций уменьшалось в соответствии с уменьшением количества частиц при увеличении температуры деформации.

Рис. 119. Электронная микрофотография кристалла Al в плоскости (111), содержащего дисперсные частицы Si, пластически деформированные со степенью 6 % при 463 К



Была предложена [Gould, Hirsch, Humphreys] соответствующая модель. Выше определенной температуры, зависящей от скорости деформации, размера частицы и положения петли относительно экваториальной плоскости частицы, петли Орована вокруг частиц сокращаются и исчезают. На рис. 120 изображен механизм возможного перемещения петли Орована посредством перемещения вакансий из положения AA' в положение BB' диффузией вдоль ее дислокации.

Последующее уменьшение внутреннего напряжения уменьшает вероятность образования призматических петель двойным поперечным скольжением (см. гл. 2, п. 2). Поэтому число петель Орована и количество первичных призматических петель уменьшится при снижении температуры, что проявится в соответствующем уменьшении наклепа. Уменьшение числа петель Орована вследствие их удаления с повышением температуры в том же интервале также приводит к уменьшению вторично генерированных петель или при данной деформации к увеличению размера частиц, у которых также петли генерируются.

Была выведена [Hirsch, Humphreys] формула для критической температуры T_c , при которой наклеп вследствие вышеуказанных процессов исчезает. Рассчитали время исчезновения петли в результате процесса, иллюстрированного на рис. 120. С учетом скорости охвата частицы, контролируемого диффузией, поток вакансий

$$\Phi = -(D_p / Vc_0) \text{grad } c, \quad (150)$$

где D_p — коэффициент диффузии вдоль ядра дислокации; c_0 и c — равновесная и действительная концентрация вакансий; $V = b^3/\sqrt{2}$ — атомный объем.

Силы, необходимые для подъема петли $F_{c,l}$ в узлах A и B , равны и противоположны, поэтому, следуя [Friedel], можно записать:

$$\Phi = -zAv_0b^2 \exp[-U_p/(kT)] \{ \exp[F_{c,l}b^2/(kT)] - \exp[-F_{c,l}b^2/(kT)] \} / (Vd), \quad (151)$$

где d — расстояние между узлами (см. рис. 120); $z \approx 11$ — координационное число; $A \approx 10$ — энтропийный фактор; $v_0 \approx 10^{13} \text{c}^{-1}$ — дебаева частота

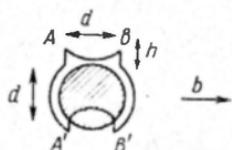


Рис. 120. Охват частицы дислокационной петлей Орована

та; U_p — энергия активации диффузии вдоль ядра дислокации; k — постоянная Больцмана; T — температура.

Общий поток вакансий $2\Phi a$, где a — площадь поперечного сечения ядра дислокации. Число перемещаемых вакансий определяется величиной dhb/V , следовательно, время, необходимое для исчезновения петли, определится формулой

$$t = dhb / (2\Phi aV), \quad (152)$$

где h — высота узла (см. рис. 120).

Учитывая (151) и сделав допущение, что $F_{c,l}b^2/(kT)$ мало, получили [Hirsch, Humphreys]:

$$t^{-1} = [4azAv_0b/(d^2h)] [F_{c,l}b^2/(kT)] \exp[-U_p/(kT)]. \quad (153)$$

Число петель, образовавшихся в секунду и приходящихся на частицу, определяется дифференцированием уравнения (90). Согласно [Hirsch, Humphreys]:

$$dN/dt = 2r\dot{\epsilon}/b, \quad (154)$$

где r — радиус частицы; $\dot{\epsilon}$ — скорость пластической деформации.

Таким образом, действие наклепа исчезнет, если $t^{-1} \leq dN/dt$, с момента прекращения образования петель.

С учетом (153) и вышесказанного

$$T_c = U_p / \{k \ln [(2azAv_0 b^2 / d^2 hr\epsilon) (F_{c,l} b^2 / kT_c)] \}. \quad (155)$$

Наибольший вклад в $F_{c,l}$ привносится дислокационным линейным натяжением при охвате частицы. В этом случае

$$F_{c,l} \approx \alpha G b^2 \ln(d/r_0) / (2\pi d), \quad (156)$$

где r_0 — действительный радиус частицы, а α зависит от высоты петли относительно центральной плоскости частицы. Для среднего положения петли $\alpha \approx 0,5$. С учетом площади поперечного сечения $a = f^* \pi b^2$, а также выражений (155) и (156) получим:

$$T_c = U_p / \{k \ln [(f^* z Av_0 b^5 \alpha / d^3 hr\epsilon) (G b^3 \ln(d/r_0) / kT_c)] \}. \quad (157)$$

Для ядра дислокации радиусом $3b$ величина $f^* = 10$. Рассматривая экспериментальные данные, показанные на рис. 118, и приняв $T_c = 420$ К, определим, что $U_p \approx 0,85$ эВ (эта величина не является чрезмерно большой).

Рассмотренная нами теория достаточно хорошо объясняет результаты исследования монокристаллических образцов, а именно катастрофическое разупрочнение, неожиданное при относительно низких температурах.

4. ПОЛЗУЧЕСТЬ В ДИСПЕРСИОННО ТВЕРДЕЮЩИХ СПЛАВАХ

При низких температурах материалы деформируются вследствие перемещения дислокаций, но с повышением температуры становятся возможными и другие механизмы пластического течения. Дислокации могут переползать так же, как и скользить, зерна перемещаются одно относительно другого по межзеренным границам, вакансии диффундируют. Таким образом, в поликристаллическом материале возможно действие различных механизмов, по которым осуществляется их течение. В каком-то диапазоне напряжений и температур преобладает один из механизмов течения, в другом можно наблюдать иной механизм.

Согласно [Weertman] и [Ashby], этот "ландшафт" деформационных механизмов в большинстве случаев удобно изучать, пользуясь "картой механизмов деформации". На рис. 121 изображена такая карта для чистого Ni с размером зерна 100 мкм. На нем показаны области, в которых преобладает один из механизмов, а также скорости деформации, обусловленные совместным их действием. По координатным осям отложены значения температуры T_0 отнесенной к температуре плавления T_m , и логарифмы значений нормированного сдвигового напряжения τ/G .

При низких температурах течение ограничено полем скольжения дислокаций и скольжение является доминирующим механизмом. При $T > 0,3 T_m$ дислокации могут переползать так же хорошо, как и скользить, поэтому течение материала определяется разными характеристиками, известными как степенной закон ползучести. Для металлов известны два вида ползучести, изменяющихся по степенному закону: при повышенных температурах основным механизмом является внутрирешетчатая диффузия, но при пониженных температурах начинает преобладать диффузия по ядру дислокаций. Таким образом, при достаточно повышенных температурах диффузионное течение в результате движения отдельных ионов позволяет осуществлять деформацию в поликристалле до величины, существенно зависящей от размера зерна. Так же как и при ползучести, описываемой степенным законом, имеются две группы ползучести, соответствующие внутризеренной (ползучесть Набарро — Херринга) и зернограницной (ползучесть Коубла) диффузии.

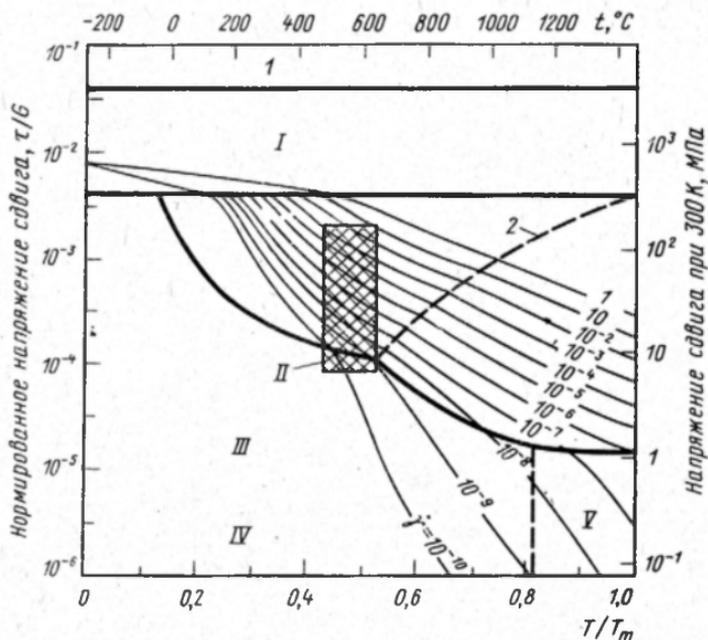


Рис. 121. Карта механизмов деформации чистого Ni, размер зерна которого составляет 100 мкм. Области:

I – скольжения дислокаций; *II* – типичных напряжений в турбинных лопатках и температур; *III* – диффузионного течения; *IV* – зернограничной диффузии; *V* – диффузии в решетке; 1 – идеальное напряжение; 2 – кривая изменения ползучести по степенному закону (цифры у кривых – скорости деформации, с⁻¹)

Диаграммы, подобные изображенной на рис. 121, строят по многим зависимостям и характеристикам материала, используемым в расчетных формулах. Они значительно упрощены и не могут быть обработаны как полные или точные, так как ограничены описанием устойчивого течения, а это – тип ползучести, который здесь рассматривают. Значения устойчивой ползучести при высоких температурах и среднем напряжении p можно определить степенной зависимостью:

$$\dot{\gamma} = A_5 D G b / (kT) [(p - p_0) / G]^n, \quad (158)$$

где $\dot{\gamma}$ – скорость сдвиговой деформации; A_5 и n – постоянные материала; D – коэффициент диффузии; p_0 – внутреннее или пороговое напряжение. Несмотря на то что p_0 незначительно для чистых металлов, ползучесть определенных дисперсно-упрочненных сплавов указывает на его существование.

Подавление ползучести, описываемой степенным законом

В работе [Ashby] сообщалось, что весьма высокое напряжение при ползучести можно наблюдать в материалах, где диффузия замедлена и где дислокации слабо перемещаются или являются источниками точечных дефектов. Первое наблюдается в соединениях с ковалентной связью и в материалах с высокой точкой плавления. Второе является следствием низкой энергии дефектов упаковки, слабой кинетики объединения или разъединения частиц при большой разобоченности дислокаций.

Уменьшить проявление ползучести данного вида можно с помощью управления металлургическим процессом в расчете замедлить как скольжение, так и переползание дислокаций. Растворение и дисперсионное твердение можно уменьшить в про-

цессе получения материала. Переползание замедляется легированием с целью уменьшения диффузионной способности, энергии дефектов упаковки и создания внутреннего или порогового напряжения. При зернограничном осаждении границы будут также заполняться, тем самым будет пресечено скольжение по ним.

Такой обработке при получении подвергается большинство состаренных жаропрочных сплавов на никелевой основе, широко применяемых для деталей газовых турбин. Усовершенствование процессов получения жаропрочных сплавов дало возможность повысить за последние 35 лет их рабочие температуры в среднем на 10 K в год, что оказалось недостижимым для любых других сплавов.

Основой жаропрочных сплавов является Ni-Fe-Cr-аустенит (γ). Высоким содержанием никеля обеспечиваются повышенные коррозионная стойкость, взаиморастворимость легирующих элементов и лучшая фазовая стабильность. Хром обуславливает отличное сопротивление окислению и высокотемпературную коррозионную стойкость. Увеличив содержание железа в сплаве, можно уменьшить его стоимость. Основные упрочняющие фазы таких сплавов — γ' -Ni₃Al или Ni₃(Al, Ti), параметр решетки которых почти полностью соответствует аустенитной матрице.

Этим обеспечивается незначительное укрупнение частиц в γ/γ' -системе, так что перестаривание проявляется слабо даже при температурах порядка $0,7 T_m$.

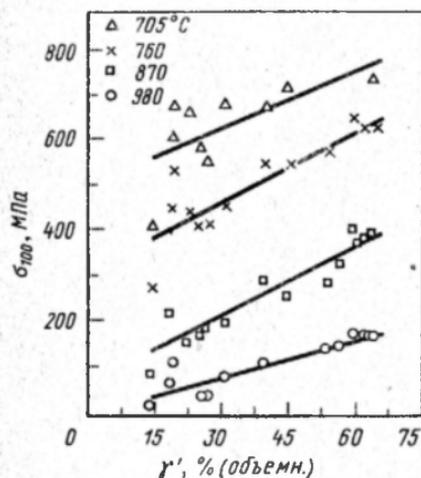


Рис. 122. Зависимость длительной (100 ч) прочности σ_{100} никелевых жаропрочных сплавов от содержания γ' -фазы

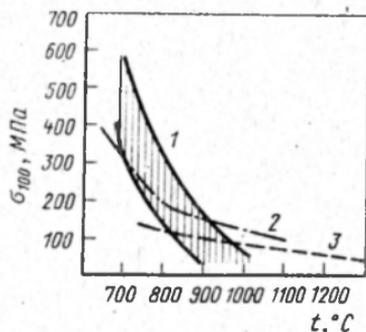


Рис. 123. Зависимость σ_{100} от температуры для жаропрочных сплавов (1), экструдированного из порошка IN853 (2) и ТД-никеля (3)

Сопротивление дислокационной ползучести высоко из-за когерентных напряжений на границах включений и матрицы, а также из-за высокотемпературной прочности включений, являющейся результатом упорядоченности их кристаллической структуры. Твердые растворы, упрочненные хромом, кобальтом, молибденом, вольфрамом и танталом, также отличаются высокотемпературной прочностью, и при управлении зернограничной структурой жаропрочных сплавов широко применяются осаждение замещенных карбидов хрома. На рис. 122 показано соотношение прочностных характеристик и содержания γ -фазы для различных жаропрочных сплавов на никелевой основе.

Прочность у всех γ' -упрочненных сплавов при высоких температурах уменьшается вследствие растворения γ' -фазы, тогда как сплавы, упрочненные нерастворимыми дисперсными частицами, например оксидами, не претерпевают такого изменения. ТД-никель — пример сплава более позднего типа. Для изготовления порошков, из которых прессуют изделия, применяют технологию химического восстановления. Сплав обычно содержит до 2% (по массе) тория, а порошок имеет частицы диаметром 10–100 нм при расстоянии между ними < 30 нм. На рис. 123 приведены для

сравнения кривые разрушения при ползучести TD-никеля и типичного жаропрочного сплава, упрочненного γ' -фазой.

Резкое уменьшение прочности более позднего материала при увеличении температуры очевидно. TD-никель демонстрирует неважные свойства при промежуточных температурах, но при этом ему присущ умеренный наклон кривой (в противоположность сплавам Nimonic), а при температурах ≥ 1100 К его свойства превосходят аналогичные характеристики дисперсионно твердеющих сплавов. Улучшение свойств материала, упрочненного дисперсными оксидами, зависит главным образом от механических операций и режима термической обработки его в процессе получения: конечная микроструктура сплава весьма насыщена тонкодисперсными частицами

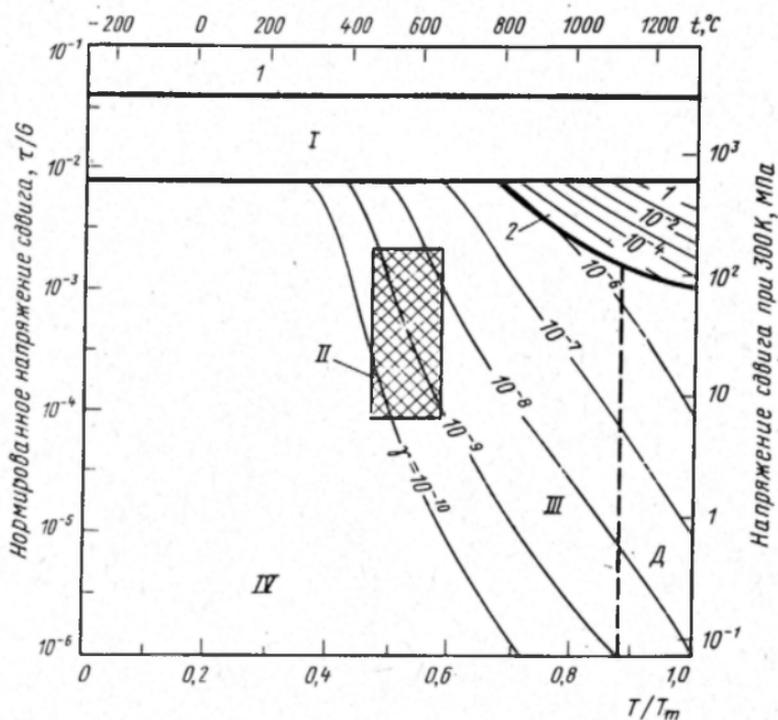


Рис. 124. Карта механизмов деформации жаропрочного сплава MAR-M200 с зерном 100 мкм (обозначения см. на рис. 121)

оксидов в волокнисто-зеренной матрице с высокой плотностью дислокаций в виде субструктуры.

Сравнительно недавно доказана возможность получения стойкого к ползучести сплава, который упрочняется не только в результате присутствия в нем тонкодисперсных частиц, но также вследствие содержания γ' -фазы. Материалы этого типа получают в основном из порошков. Требуемый состав приготавливают, смешивая соответствующие материалы – обычно 20 % Cr, 2,5 % Ti, 1 % Al и ~ 1 % (по массе) стабильного оксида, такого как оксид алюминия или иттрия. Сухие порошки затем измельчают в шаровой мельнице, используя крупные никелевые шары. При этом достигается продолжительное полирование частиц, приводящее к свариванию и фрагментированию частиц до тех пор, пока их смесь не станет практически однородной. Таким образом, механическая энергия в большей мере, чем тепловая способствует смешиванию компонентов сплава. Этот процесс известен как "механическое сплавление" (см., например, [Gessinger, Vomford]).

На рис. 123 приведена кривая ползучесть – разрушение такого сплава; хорошие

свойства этого сплава наблюдаются как при промежуточных, так и при высоких температурах. Из этого высокопрочного соединения весьма целесообразно изготавливать газовые турбины.

Из приведенного обсуждения видно, что, конструируя сплав, можно весьма эффективно ограничить его будущую дислокационную ползучесть. Автор работы [Ashby] построил карту деформации жаропрочного сплава, известного как MAR-M200 (рис. 124) с зерном величиной 100 мкм, показав эффективность сочетания различных способов упрочнения. Сплав содержит ~60 % Ni. Присутствие вольфрама и кобальта обеспечивает твердорастворное упрочнение, а Ni₃(Ti, Al) — дисперсное. Сплав используют в литом состоянии (он не поддается прокатке и отжигу) для лопаток промышленных газовых турбин.

При сравнении рис. 124 с картой деформации чистого никеля (см. рис. 121) с зерном той же величины ясно, что раствор с повышенными механическими характеристиками и дисперсно-упрочненный имеет более высокий предел текучести и крутую линию значений ползучести, изменяющуюся по степенному закону. Типичные напряжения и температуры, на которые рассчитаны турбинные лопатки, приведены на рис. 121 и 124. Лопатка из чистого никеля подвергалась бы в процессе деформации степенной ползучести неприемлемо высоким значениям; лопатка из MAR-M200 характеризуется ползучестью, меньшей на 5 порядков, и механизмом течения, изменяющимся от степенной до диффузионной ползучести.

Диффузионная ползучесть дисперсионно твердеющих сплавов

На рис. 124 показано, что дислокационная ползучесть характерна в основном для условного сплава, тогда как диффузионный механизм ползучести компонентов реального сплава будет преобладать с повышением температуры его эксплуатации. Установлено, что деформация чистых металлов при низких напряжениях и повышенных температурах будет сопровождаться диффузией вакансий в направлении приложенных напряжений. Преобладание диффузии в решетке или по границам зерен зависит от величины зерна и температуры. Скорости ползучести в соответствии с картинами деформационных механизмов можно рассчитать по формулам:

$$\dot{\epsilon} = B\rho\Omega D/(d^2 kT), \quad (159)$$

$$\epsilon_B = B'\rho\Omega wD_B/(d^3 kT), \quad (160)$$

где ρ — приложенное напряжение; Ω — атомарный объем; d — величина зерна; w — ширина межзеренной границы; D — коэффициент диффузии в решетке; D_B — коэффициент зернограницной диффузии; B, B' — числовые константы, соответственно равные 10 и $150/\pi$.

Согласно уравнениям (159) и (160), скорости ползучести материалов с равновеликими зёрнами различаются только коэффициентами диффузии. Однако эксперименты показывают, что скорость диффузионной ползучести может быть значительно увеличена при содержании определенного количества частиц второй фазы. На рис. 125 дано схематичное представление о распределении частиц в кубическом зерне ABCD до (рис. 125, а) и после (рис. 125, б) деформации вследствие диффузионной ползучести (вертикальными стрелками показаны напряжения, а стрелками внутри зерна — основные направления движения вакансий).

В ходе деформации высокоугловые границы зерен, нормальные к линии действия напряжений, испускают вакансии, а границы параллельные напряжениям, абсорбируют их. Количество частиц, пересекающих единичную площадь нормальных напряжению границ зерен, остается почти постоянным в деформируемом материале, при этом параллельные напряжению границы собирают частицы или вакансии и сближаются, как показано на рис. 125. Перпендикулярные напряжению границы обедняются, а параллельные приобретают частицы, которые по накоплению уходят в обедненные зоны соседнего объема. Этот процесс наблюдается в образцах двухфазного магниевого сплава Magnox ZR55, содержащего, кроме магния, 0,55 % Zr [Squires, Weiner,

Phillips]. Зоны, обедненные частицами гидрида циркония, были выявлены рядом с границами зерна, нормальными к растягивающим напряжениям.

Подавление диффузионной ползучести вследствие присутствия второй фазы продемонстрировано в исследовании [Harris] спеченного магниевого порошка, содержащего диспергированные частицы MgO. Эти данные, а также результаты исследования сплава Magnox ZR55 при 400°C приведены на рис. 126. Теоретические значения ползучести рассчитаны по уравнению (159) при $B = 10$. Хотя ясно, что диффузионная ползучесть в сплаве Magnox ZR55 существенно подавляется при низких напряжениях, скорости ползучести в спеченном магневом порошке на семь порядков меньше рассчитанных.

Влияние частиц на скорость диффузии проявляется в некотором ограничении роли межзеренных границ как источников вакансий и включений. Также доказывається, что эффект увеличивается с ростом деформации. Предполагается, что это является следствием ослабления способности параллельных напряжению границ абсорбировать вакансии при нарастающем накоплении частиц. Было сделано предположение о том, что частицы сдерживают зернограничное скольжение и миграцию (являющиеся необходимыми составляющими диффузионной ползучести) или возможность разрушения параллельных напряжению границ зерен. Позже это предположение было обсуждено в работе [Harris, Burton]; модель, предложенная [Harris] для оценки этого эффекта, представлена на рис. 127.

В ходе диффузионной ползучести вакансии на параллельных напряжению границах зерен будут постоянно аннигилировать. Однако целесообразно рассматривать этот процесс как прерывистый, а границу зерен, параллельную напряжению, как разделенную в результате накопления вакансий. Вакансии не могут накапливаться на поверхности контакта частицы с матрицей, а зерна не могут двигаться навстречу одно другому, если матрица вокруг частиц пластически деформируется. Согласно рис. 127 такая деформация достигается посредством "прорывов" призматических промежуточных петель дислокаций в матрицу. Дислокационные петли изображены убывающими при удалении их от частиц, так как будут сужаться вследствие поглощения вакансий (компен-

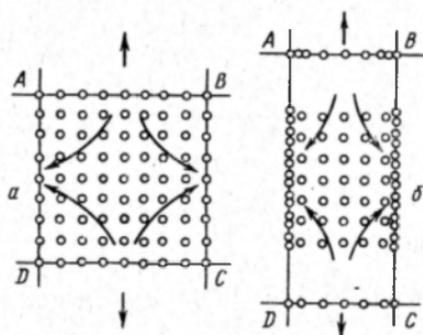


Рис. 125. Схема влияния диффузионной ползучести на распределение частиц в двухфазном сплаве

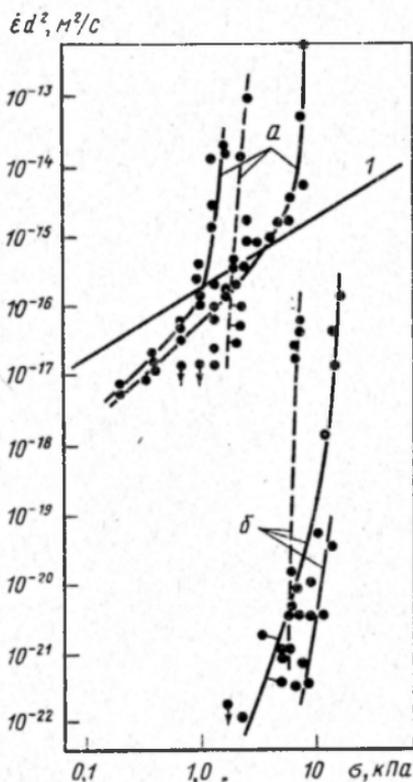


Рис. 126. Зависимость скорости ползучести от напряжения для ZR 55 (a) и спеченных магниевых сплавов (б): 1 — теоретическая кривая

сируя, таким образом, невозможность накапливания на поверхности раздела). В модели обусловлено пороговое напряжение диффузионной ползучести, которое соответствует напряжению, необходимому для образования источников этих дислокаций. Если принять, что ползучесть может происходить только при генерации дислокаций в матрице вблизи внутренних частиц, то можно установить соотношение между деформацией ϵ и в временем t :

$$\epsilon = (\alpha/\beta) [1 - \exp(-\beta t)], \quad (161)$$

где α и β — постоянные для данного образца и условий испытания. Диффузионная деформация, рассчитанная по этому уравнению, удовлетворительно согласуется с результатами, зафиксированными при ползучести образцов из ZR55.

Отправным моментом для высказанной выше гипотезы являлось то, что диффузионные свойства двухфазной поверхности раздела оказались существенно отличны-

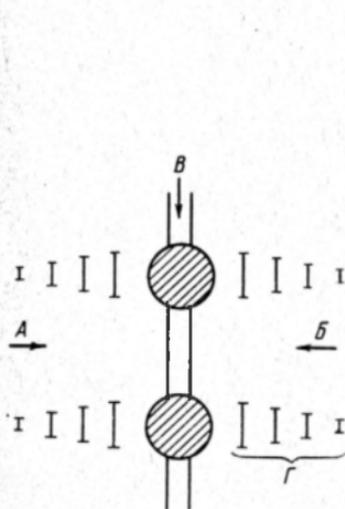


Рис. 127. Схема движения дислокационных петель Г, образованных вследствие накопления вакансий или частиц В на границах зерен А и Б

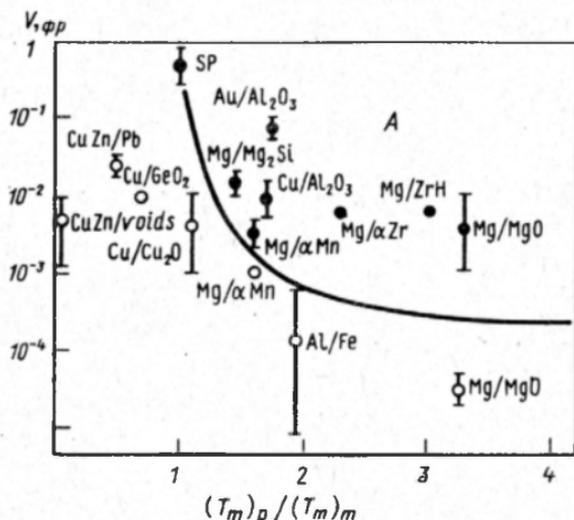


Рис. 128. Зависимости между относительным объемом включений $V_{фр}$ и температурой плавления для различных материалов. А — область диффузионной ползучести, SP — спеченные из порошков материалы

ми от имеющих место на нормальных к напряжению высокоугловых границах. На двухфазной поверхности раздела вакансии не могут образовываться или аннигилировать в результате движения атомов только одной фазы; необходимо одновременное перемещение атомов обеих фаз. Следовательно, если фаза с высокой точкой плавления существует на границе зерна металла с низкой температурой плавления, то поверхность раздела с матрицей не может быть эффективным источником или стоком для вакансий даже при температурах, близких к точке плавления матрицы. В работе [Burton] опубликованные данные по двухфазным системам были систематизированы; на рис. 128 представлена полученная зависимость, где индексы p и m обозначают температуры плавления соответственно частиц и матрицы. Область подавления диффузионной ползучести А соответствует большой объемной доле включения упругих твердых (с высокой температурой плавления) частиц.

В заключение можно сказать, что еще нет прямого экспериментального подтверждения предложений, иллюстрируемых моделью [Harris, Burton], приведенной на

рис. 127. В работе [Nilsson, Howell, Dunlop] подавление диффузионной ползучести частицами объясняется их сдерживающим воздействием на скольжение и миграцию по границам зерен. Если принять, что зернограничное скольжение происходит вследствие движения дислокаций, то это приведет нас к выводу об огибании препятствий (частиц) на поверхности раздела частицы с матрицей посредством образования петель Орована. Пороговое напряжение может оказаться тем, которое необходимо для движения зернограничных дислокаций с преодолением распределенных в межзеренном пространстве частиц.

Дислокационная ползучесть в дисперсионно твердеющих сплавах

Авторы работы [Ansell, Weertman] первыми предложили количественную модель для описания ползучести в дисперсионно твердеющих сплавах. Исходным в их теории явилось предположение, что скорость процесса контролируется переползанием дислокаций над частицами второй фазы. Рассматривалось поведение материалов при низких напряжениях (меньших, чем напряжение Орована), на основании чего было получено выражение для скорости ползучести:

$$\dot{\sigma} = \pi p b^3 D_s / (2kTd^2), \quad (162)$$

где D_s – коэффициент самодиффузии в матрице; d – диаметр частицы; p – напряжение; b – вектор Бюргерса.

При напряжениях, превышающих напряжение Орована, дислокации начинают петлеобразно изгибаться вокруг частиц. Это продолжается до тех пор, пока обратное напряжение, вызванное петлей при движении вокруг частицы, сдерживает изгиб новых дислокационных петель. Когда величина ползучести достигает значения, при котором сформировавшаяся петля удаляется от частицы и аннигилирует, начинает расти следующая дислокация и процесс повторяется. Строгий анализ этого явления дает формулу для скорости ползучести:

$$\dot{\epsilon} = 2\pi p^4 \lambda^2 D_s / (dG^3 kT), \quad (163)$$

где G – модуль сдвига. Итак, при высоких напряжениях скорость деформации зависит от напряжения в четвертой степени, а энергия активации такова, что приводит к самодиффузии в матрице.

Зависимости (162) и (163) не согласуются с экспериментальными данными: показатель степени при напряжении $\gg 4$ для дисперсионно твердеющих сплавов. Например, в случае монокристаллов сплава, состоящего из торированного никеля и 20 % Cr, исследовавшегося при температурах 650–1300°C, показатели степени изменялись от 9 до 75 [Lund, Nix]. Результаты экспериментов с дисперсионно твердеющими сплавами указывают, что зависимость напряжения от скорости ползучести может изменяться в очень широких пределах для различных материалов и характеристик структуры. Объяснить их поведение позволили только более поздние модели. Например, оригинальная модель восстановления ползучести [McLean], предложенная для чистых металлов и твердых растворов.

Согласно этой модели дислокации, образованные в процессе ползучести, размещаются в трехмерной решетке. На начальном этапе ползучести плотность дислокаций увеличивается, а размер ячейки в дислокационной решетке уменьшается с увеличением их плотности, а скорость релаксации в материале возрастает до установления равновесия между деформационным упрочнением и восстановлением. Эти предпосылки могут привести к следующей зависимости, характеризующей установившуюся ползучесть:

$$\dot{\epsilon} = Ap^n \exp[-Q/(kT)], \quad (164)$$

где Q – энергия активации; A – коэффициент, определяемый структурой. В соответ-

ствии с теоретическими предпосылками [Lagneborg] для однофазных материалов значение $n \approx 4$. При попытке объяснить высокое значение n для дисперсионноупрочняющих материалов, а как следствие этого — уменьшение в них скорости ползучести, частицы и дислокационная субструктура рассматривались с учетом внутреннего напряжения p_i , возникающего при скольжении дислокаций. Феноменологически скорость ползучести вследствие движения дислокаций определяется формулой

$$\dot{\epsilon} = \Phi \rho_m b \bar{v}, \quad (165)$$

где ρ_m — плотность подвижных дислокаций; b — вектор Бюргера; v — средняя скорость дислокаций; Φ — коэффициент ориентации. Скорость дислокации можно выразить через среднее внутреннее напряжение:

$$\bar{v} = A \exp \left\{ - [Q - V^* (p - p_i) / (kT)] \right\}, \quad (166)$$

где Q — энергия активации ползучести; V^* — объем; A — коэффициент. Плотность движущихся дислокаций зависит от приложенного напряжения следующим образом:

$$\rho_m = \beta p^m, \quad (167)$$

где β — константа, а $2 < m < 3$. При этом считают, что большая часть дислокаций является подвижной, и средние значения ρ_m и \bar{v} находятся во взаимном соответствии.

Использование среднего внутреннего напряжения при анализе ползучести подвергалось критике в работах [Gasca-Neri, Nix, Lloyd, McElroy]. По их мнению, нельзя оперировать обычной средней плотностью дислокаций ρ_m во всем материале. Необходимо рассмотреть распределение их в отдельных дислокационных участках с учетом величины дислокационных сегментов (рис. 129). Распределение величины дислокационных участков в решетке описывается частотной функцией $N(l)$. Функцию $N(l)$ определяли по совокупности значений $N(l)dl$ в каждом из участков материала длиной dl (при переходе от l к $l+dl$). На рис. 129 график $N(l)$ представлен как функция величин дислокационных сегментов. Общую плотность дислокаций можно определить как

$$\rho = \int_0^{\infty} N(l) dl. \quad (168)$$

Те участки, в которых напряжения течения меньше p , подготовлены к перемещению. Критическое значение l_c можно определить из зависимости $p = \alpha b G / l_c$, где α — постоянная. Число участков, которые в некоторый момент времени могут перейти из состояния стабильного распределения в подвижное, определяется величиной

$$\rho_m = \int_{l_c}^{\infty} N(l) dl. \quad (169)$$

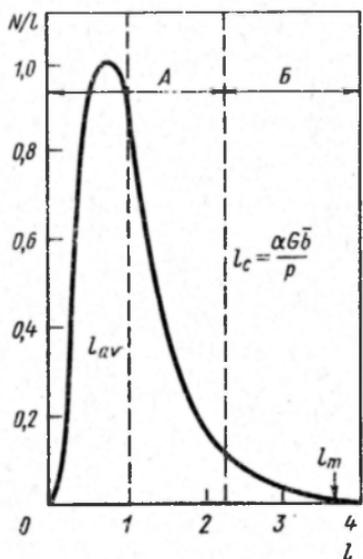


Рис. 129. Распределение $N(l)$ длин дислокационных сегментов в функции длины петель l . Критическая величина l_c определяется напряжением $p = \alpha b G / l_c$ и соотношением неподвижной A и подвижной B составляющих. l_m и l_{av} — максимальная и средняя длины сегментов

С учетом возможной неподвижности большей части дислокаций в данный момент времени, внутреннее напряжения, возникшего вследствие изгиба петель дислокаций, а также функции распределения их длин в работе [Lagneborg], была предложена формула скорости установившегося процесса ползучести:

$$\dot{\epsilon} = \int_{l_c}^{\infty} 4\pi b \lambda^2 v_0 \frac{b}{l} \exp\left\{-\frac{H_0 - bA[p - p_i(l_c)]}{kT}\right\} N(l) dl, \quad (170)$$

где λ – величина свободного перемещения дислокационного сегмента; v_0 – дебаева частота; $p_i(l_c)$ – внутреннее напряжение, обусловленное величиной l_c ; A и H_0 – площадь поверхности и общая энергия активации.

Вследствие комплексности проблемы результаты небольшого систематического исследования ползучести дисперсионно твердеющих материалов были скоррелированы с теоретическими значениями. Жаропрочные сплавы – очень сложные материалы. В сплавах, полученных методами порошковой металлургии, высокая плотность дислокаций, они являются поликристаллическими, в них могут содержаться как несвязанные (некогерентные) дисперсные фазы, так и связанные (когерентные)

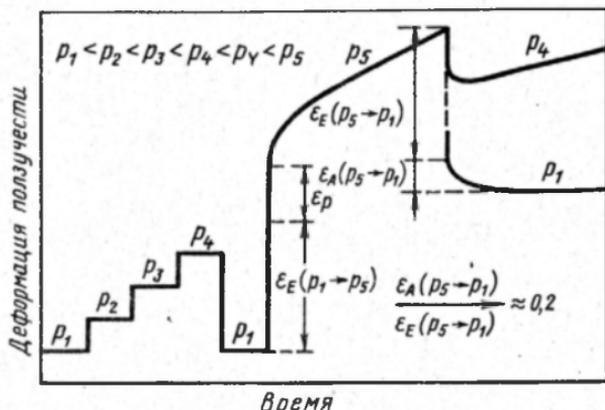


Рис. 130. Пример влияния напряжений p на ползучесть отожженного кристалла, содержащего дисперсные частицы Al_2O_3

γ' -фазы наряду с включениями по границам зерен. Они создавались в большой степени эмпирическим путем и относительно простой вопрос о присутствии частиц в сплавах, по существу сравнимый с образованием стабильной дислокационной субструктуры, до настоящего времени не решен удовлетворительно.

Один из способов определения влияния различных особенностей материалов на сопротивление ползучести заключается в использовании моделирующей системы, характеризующей их структуру: Таким образом, используя монокристаллические образцы, можно выявить зернограницные эффекты, а в ходе исследования таких образцов со стабильным распределением частиц можно моделировать известные явления, например внутреннее окисление. Более того, выбрав соответствующий термомеханический процесс, можно выявить особенности дислокационных структур настолько хорошо, что станет возможным определить влияние дисперсности и дислокационной субструктуры на поведение материала при ползучести.

Ползучесть в хорошо отожженных дисперсионно твердеющих кристаллах. В работе [Lloyd et al.] исследовали ползучесть монокристаллов меди, содержащих образованные в результате внутреннего окисления выделения Al_2O_3 , отожженные до создания низкой плотности дислокаций ($4 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$). На рис. 130 показано поведение материала при увеличивающемся нагружении кристалла. Было отмечено отсутствие ползучести при напряжениях ниже критического значения, всегда соответствующего на-

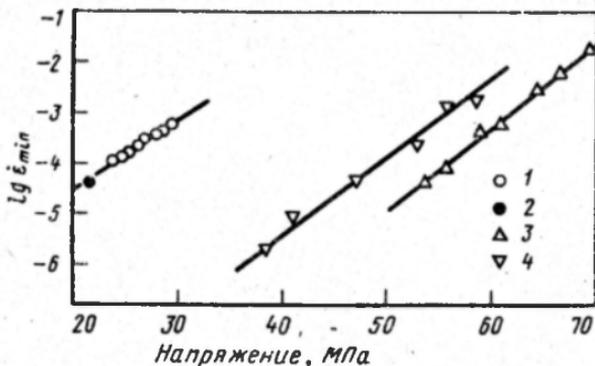


Рис. 131. Ползучесть внутреннеокисленных кристаллов меди, содержащих 0,12 % (по массе) алюминия при 450°C. Данные получены согласно (134) для случаев окисления и отжига (1), уменьшения напряжения p ниже p_{γ} (2), обработки давлением без (3) и с последующим отжигом (4)

пряжению текучести p_{γ} , определенному при низких скоростях деформации. Приращение нагрузки ниже p_{γ} приводит только к соответствующему приращению упругой деформации.

Небольшое превышение напряжения течения приводит к появлению пластического удлинения, приращению упругой деформации и особенно первичной или вторичной ползучести. Было отмечено, что при частичном разгрузке (ниже p_{γ}) после некоторого упругого сжатия ползучесть продолжается с уменьшенной скоростью и напряжение быстро падает. Плотность дислокаций в результате ползучести составляет $4,5 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$ (т.е. на три порядка выше, чем до испытания).

Зависимость минимальной скорости ползучести от напряжения можно выразить следующей эмпирической зависимостью:

$$\dot{\epsilon} = K' \exp(Bp) \exp(-Q'/kT), \quad (171)$$

где K' и B – константы материала; Q' – независящая от напряжения энергия активации. На рис. 131 приведены данные, наблюдающиеся при испытаниях на ползучесть внутренне окисленных монокристаллов Cu – 1,2 % Al, обработанные с учетом зависимости (171). Видно, что в образцах, испытанных при напряжении $< p_{\gamma}$, ползучесть

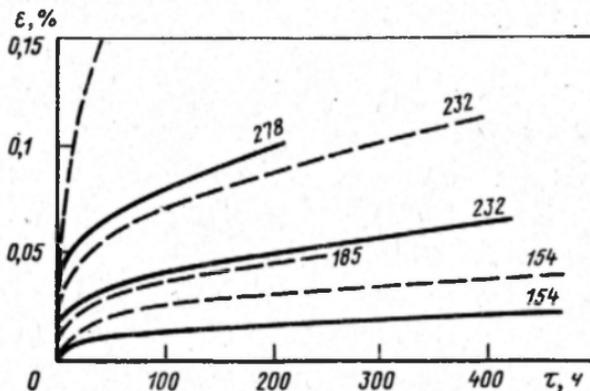


Рис. 132. Влияние напряжений, МПа (цифры у кривых), и предварительной деформации 3 % (штриховые линии) на кривые ползучести сплава RR 58 при 150°C

имела место и при последующих более высоких напряжениях (соответствующая точка лежит на той же линии, что и точки, наблюдаемые при напряжениях $> p_{\gamma}$).

Этот эффект можно объяснить с учетом длин свободных дислокаций в кристаллах (см. рис. 129), рассмотрев, какие изменения плотности подвижных дислокаций будут изменять скорость ползучести. В хорошо отожженных кристаллах большинство дислокаций существуют как связки между частицами. Следовательно, их распределение соответствует распределению размеров частиц в том случае, если плотность дислокаций достаточно низка, т. е. $\rho < \lambda^{-2}$. В этом случае изменение величины петли свободной дислокации будет контролироваться только частицами. Увеличение плотности дислокаций при этом обусловит пропорциональное увеличение скорости деформации. Этим и объясняется появление деформаций в образцах при ползучести с напряжением $< p_{\gamma}$ после того, как плотность дислокаций в них увеличилась вследствие первоначальной ползучести.

Сообщалось [Wilson] об аналогичном эффекте в сплаве Al-Cu-Mg при испытании на ползучесть при 150°C. На рис. 132 представлены данные при различных уровнях напряжений в образцах, как подвергнутых, так и не подвергнутых предварительной 3 %-ной деформации (которая предопределила высокую плотность дислокаций, оставшихся после состаривания). В этом сплаве величина λ очень мала, а следовательно, критическая плотность дислокаций λ^{-2} очень высокая.

Влияние высокой плотности дислокаций. Если плотность дислокаций превышает λ^{-2} , то узлы дислокаций влияют на величину сегментов, уменьшая число подвижных дислокаций. Влияние границ ячеек и субзеренных границ заключено в дополнительном уменьшении числа подвижных дислокаций. Этот эффект известен как субструктурное упрочнение.

С учетом возможности влияния плотности дислокаций на ползучесть в медных монокристаллах дальнейшие исследования проводили на кристаллах со специально образованной в них дислокационной структурой. Для этого перед испытанием их деформировали. В результате 20 %-ного обжатия образовывалась грубая ячеистая структура со стенками ячеек, закрепленными на частицах, и плотностью дислокаций $> 5 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$; ячейки были соизмеримы с λ . После отжига наблюдалась более тонкая субзеренная структура с плотностью дислокаций, уменьшенной до 10^{-14} м^{-2} без каких-либо признаков рекристаллизации.

По сравнению с хорошо отожженными кристаллами (см. рис. 130) в этих образцах не наблюдалось предела ползучести (см. рис. 131). В уравнении (171) коэффициент B характеризует материал при различных условиях, а $K' \exp(-Q'/kT)$ изменяется в широких пределах в зависимости от обработки. Согласно рис. 131 упрочнение при создании дислокационной субструктуры оказывает более сильное воздействие на сопротивление ползучести, чем дисперсионное упрочнение. В деформированных образцах действие частиц на предел ползучести косвенно проявляется в сдерживании регенерации дислокационной субструктуры.

Экспоненциальная зависимость напряжения, представленная на рис. 131, может быть обчислена по формулам (165) и (169), хотя в качестве $N(l)$ следует взять, вероятно, распределение Гаусса (37). Это может привести к экспоненциальному увеличению ρ_m с ростом приложенного напряжения, согласно (169).

В заключение следует отметить, что для оценки максимального увеличения сопротивления ползучести дисперсионно твердеющего сплава должно быть выполнено три условия. Во-первых, для того чтобы максимально увеличить напряжение течения, необходимо создание трехмерной дислокационной решетки. Во-вторых, скорость регенерации должна быть уменьшена до минимума посредством размещения больших фракций выделившихся частиц на дислокациях для их удержания. Укрупнение дислокационной решетки должно начаться на местных дефектах с ростом зерен. Третье требование заключается в том, что дислокационная решетка должна быть по возможности однородна.

Была предпринята попытка [Mc Elroy et al.] максимизации сопротивления ползучести в дисперсионно твердеющем г.ц.к. сплаве железа. Авторы этой работы сделали вывод, что многоциклового термической обработкой наиболее вероятно достичь выполнения трех указанных выше условий. В каждом цикле обработки осуществля-

ется небольшая деформация при комнатной и старение при повышенной температуре. Испытания показывают, что подвергнутые ЦТМО образцы имеют большее сопротивление ползучести, чем образцы, обработанные другими способами, хотя и отмечалось большое понижение пластичности, возможно потому, что этот сплав характеризуется низким сцеплением частиц.

5. ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЕ РАЗРУШЕНИЕ В ДИСПЕРСИОННО ТВЕРДЕЮЩИХ СПЛАВАХ

Мы видели, что предел ползучести в материалах, используемых при высоких температурах, обычно определяется дисперсностью частиц второй фазы, сдерживающей подвижность дислокаций, а также выделением по границам зерен частиц, препятствующих скольжению и способных сдерживать диффузионную ползучесть. Однако увеличение сопротивления ползучести сопровождается понижением ударной вязкости материала при повышенных температурах. Это наводит на мысль о том, что ударная вязкость является более важной (определяющей) характеристикой долговечности этих материалов, чем сопротивление ползучести.

Как и разрушение при низких температурах, усталостное разрушение может проявляться в обычном, межзеренном и внутризеренном видах. Такое разрушение, как показано на рис. 71, невозможно в дисперсионно твердеющих сплавах, так как пустоты, образующиеся и растущие у частиц, приводят к разрушению вследствие соединения (коалесценции) при меньших напряжениях.

Внутризеренное разрушение

Разрушение образца вследствие 100 % сужения его сечения при высокотемпературной деформации необычно, так как оно сдерживается образованием внутренних пор. Разрушение может происходить следующим образом. С увеличением температуры частицы второй фазы могут переходить в твердый раствор. Внезапное начало разрушения может наблюдаться в этих условиях при пересечении линии растворения. Высокие скорости локального возврата уменьшают внутренние напряжения у включений, предохраняя их от достижения уровня, приводящего к образованию зародышей, как обсуждалось в разделе 3 гл. 3.

При динамической рекристаллизации для многих г.ц.к. металлов и сплавов возможно аномально быстрое местное уменьшение напряжения и разрушение. Авторы работы [Pavinich, Raj] исследовали виды разрушения при повышенных температурах в содержащей дисперсные частицы SiO_2 поликристаллической меди при различных скоростях деформации, различных размерах зерен и частиц второй фазы и расстояниях между ними. Они наблюдали, что при высоких скоростях деформации образцы разрушались вокруг мест без кавитационных пор, при обширной рекристаллизации в их окрестностях.

Межзеренное разрушение

Авторы работы [Pavinich, Raj] наблюдали три вида повреждения материала. Кроме внутризеренного разрушения, рассмотренного выше, ими также

выявлены разрушения вследствие распространения межзеренных трещин, начавшихся на поверхности, а также обусловленных существованием кавитационных пор в поперечном сечении образца. Виды разрушения сопоставлялись при изменении температуры, скорости деформации и параметра микроструктуры d/λ , где d — средний размер частицы. Этот параметр характеризует область разрушения.

На рис. 133 приведено изменение критической скорости деформации, по достижении которой переход от одного вида разрушения к другому при разных температурах является функцией d/λ . При постоянной температуре критическая скорость деформации растет с увеличением доли второй фазы, а в области, занятой этой фазой, критическая скорость деформации увеличивается с ростом температуры. Эти результаты показывают,

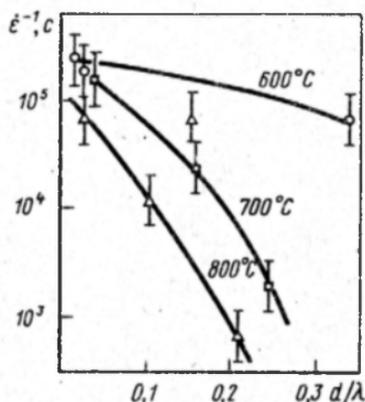


Рис. 133. Изменение критической скорости деформации, при которой начинается и развивается разрушение в зависимости от d/λ при разных температурах

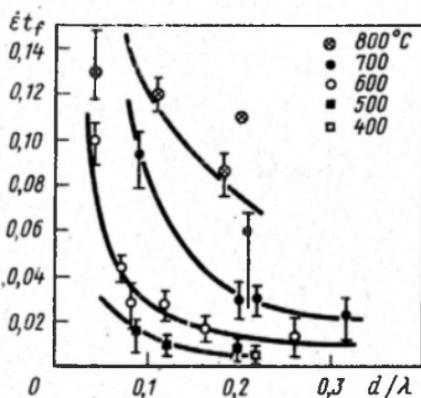


Рис. 134. Изменение пластичности $\dot{\epsilon} t_f$ сплава Cu — SiO₂ в зависимости от d/λ при различных температурах

что при повышенных температурах и увеличенном содержании второй фазы в основном происходит межзеренное разрушение. Удовлетворительного объяснения этому пока не найдено, поэтому необходимы дальнейшие исследования.

Результаты [Pavinich, Raj] исследования межзеренного разрушения меди, содержащей частицы SiO₂, вследствие образования и роста межзеренных пор показаны на рис. 134, который иллюстрирует наблюдаемые изменения пластичности материала с изменением d/λ при различных температурах. Первоначально с увеличением d/λ при постоянной температуре пластичность резко уменьшается, но последующее увеличение d/λ приводит лишь к небольшому изменению пластичности. Эти же авторы определяют пластичность по сходным зависимостям напряжения от времени до разрушения t_f и скорости установившейся ползучести $\dot{\epsilon}$:

$$t_f = A' p^{-n}, \dot{\epsilon} = A p^n, \quad (172)$$

где A и A' — константы, зависящие от температуры и микроструктуры. Пластичность определяли величиной $\dot{\epsilon} t_f$.

Моделью, соответствующей кривым на рис. 134, устанавливаются границы пластичности для случая разрушения вследствие накопления пор на границах зерен. В работе [Pavlich, Raj] рассматривают двумерный поликристалл с зерном величиной D , содержащий поры диаметром h , расположенные на расстоянии l одна от другой (рис. 135). Площадь, занятая порами на межзеренной границе, определяется как h/l , а ее начальная величина как h_0/l_0 . В области al деформация будет неоднородной, а в области $(D-al)$ — однородной. Коэффициент α будет изменяться в зависимости от $1/n$: увеличиваться с уменьшением n , так что максимальная величина α соответствует минимальному значению n , равному единице.

Случай $n = 1$ соответствует ньютонову вязкому течению; при этом в расчетах принимают $\alpha = 3$. Нижняя граница α , соответствующая $n \rightarrow \infty$,

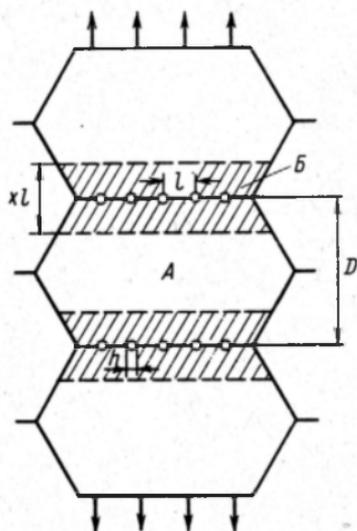


Рис. 135. Величина и распределение пор в поликристалле с зерном величиной D ; A и B — области соответственно однородной и неоднородной деформации

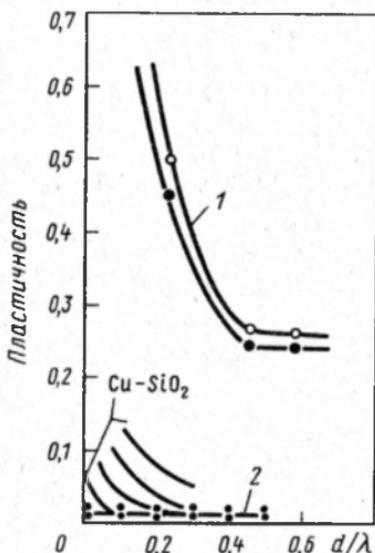


Рис. 136. Верхние (1) и нижние (2) границы пластичности сплава $\text{Cu} - \text{SiO}_2$ при различных значениях d/λ

оказывается равной $\alpha_{\min} = 1$ (см. рис: 73, б). Если деформация в зоне с порами ϵ' , а в гомогенной зоне ϵ'' , то общая деформация определится как

$$\epsilon = (\alpha/D) (\epsilon' - \epsilon'') + \epsilon'' \quad (173)$$

Чтобы рассчитать нижнюю границу пластичности ϵ_{1b} принимают, что деформация полностью локализована, т.е. $\epsilon'' = 0$, $\alpha = 1$. Тогда

$$\epsilon_{1b} = l\epsilon'/D \quad (174)$$

Это значение рассматривалось как функция d/λ в предположении, что начальная пористость $h_0/l_0 \approx d/\lambda$, а также по оценочному значению ϵ' , необ-

ходимому для объединения кавитации, при подстановке его в выражение (174). Значения ϵ_{1b} при λ/D , равном 1/20 и 1/40, приведены на рис. 136 (эти значения λ/D соответствуют отношению расстояния между частицами к величине зерна в Cu — SiO₂ образце).

Верхнюю границу пластичности рассчитывали при $\alpha = 3$, а значения ϵ' и ϵ'' определяли на модели. Подстановкой в уравнение (173) были определены верхнеграничные кривые (см. рис. 136).

Таким образом, расчетные кривые сходны с экспериментальными, а результаты также соответствуют опубликованным данным для никелевых сплавов и других материалов. Это указывает на возможность управления ростом кавитаций по границам зерен при повышенных температурах в матрице, пластически деформируемой по степенному закону ползучести. Однако аналитические зависимости для роста ряда кавитаций в пластически деформируемой среде не поддаются пока универсальной оценке по величине n — показателю степенной зависимости напряжения ползучести.

В заключение можно отметить, что при достаточно высокой температуре поры на границах зерен в напряженном твердом материале могут расти вследствие диффузии и диффузионный рост может считаться альтернативой ползучести по степенному закону, рассмотренному выше. Получено частичное экспериментальное подтверждение представления диффузионного роста как основного механизма, хотя проблема в целом рассматривалась теоретически [Hull, Rimmer, Raj, Ashby].

К гл. 1

- Aaron, H.B., Fainstein, D. & Kotler, G.R. (1970) *J. Appl. Phys.*, 41, 4404.
 Ashby, M.F. & Ebeling, R. (1966) *Trans. AIME*, 236, 1396.
 Cahn, J.W. (1956) *Acta Met.*, 4, 449.
 Cahn, J.W. (1957) *Acta Met.*, 5, 168.
 Cahn, J.W. & Hilliard, J.E. (1958) *J. Chem. Phys.*, 28, 258.
 Cahn, J.W. & Hilliard, J.E. (1959) *J. Chem. Phys.*, 31, 688.
 Christian, J.W. (1975) *The Theory of Transformations in Metals and Alloys*, Pt 1 (2nd Edition), Pergamon, Oxford.
 Corti, C.W., Cotterill, P. & Fitzpatrick, G.A. (1974) *Int. Met. Rev.*, 19, 77.
 Exner, H.E., Santa Marta, E. & Petzow, G. (1971) *Modern Developments in Powder Metallurgy* (Ed. H. H. Hausner), Plenum Press, New York, Vol. 4, p. 315.
 Fink, W.L. & Willey, L.A. (1947) *Metals Technology*, p. 2225.
 Foreman, A.J.E. & Makin, M.J. (1966) *Phil. Mag.*, 14, 911.
 Fullman, R.L. (1953) *Trans. AIME*, 197, 447.
 Gibbs, J.W. (1878) *Trans. Conn. Acad.*, 3, 102, 345.
 Hornbogen, E. (1967) *Aluminium*, 43, 115.
 Hornbogen, E. (1969) *Nucleation* (Ed. A. C. Zettlemoyer), Dekker, New York, p. 309.
 Hornbogen, E. & Roth, M. (1967) *Z.F. Metallk.*, 58, 842.
 Jacobs, M.H. & Pashley, D.W. (1969) *The Mechanism of Phase Transformation in Crystalline Solids*, Institute of Metals, London, Monograph no. 33, p. 43.
 Kocks, U.F. (1966) *Phil. Mag.*, 14, 1629.
 Kinsman, K.R. & Aaronson, H.I. (1967) *Transformation and Hardenability in Steels*, Climax Molybdenum Co., Ann. Arbor, Michigan, USA, p. 39.
 Kirchner, H.P.K. (1971) *Met. Trans.*, 2, 2861.
 Köster, U. (1971) *Recrystallization of metallic materials* (Ed. F. Haessner) Riederer, Stuttgart, p. 215.
 Lifshitz, I.M. & Slyozov, V.V. (1961) *J. Phys. Chem. Solids*, 19, 35.
 Martin, J.W. & Doherty, R.D. (1976) *Stability of Microstructure in Metallic Systems*, Cambridge University Press.
 Meyrick, G. (1976) *Scripta Met.*, 10, 649.
 Nabarro, F.R.N. (1940) *Proc. Roy. Soc.*, 175, 519.
 Polmear, I.J. (1968) *J. Inst. Metals*, 20, 20.
 Russell, K.C. & Aaronson, H.I. (1975) *J. Mat. Sci.*, 10, 1991.
 Servi, I.S. & Turnbull, D. (1966) *Acta Met.*, 14, 161.
 Shepherd, J.P. (1969) *Met. Sci. J.*, 3, 229.
 Stewart, A.T. & Martin, J.W. (1970) *J. Inst. Metals*, 98, 62.
 Stickler, R. & Vinckier, A. (1963) *Mem. Sci. Rev. Met.*, 60, 2.
 Tu, K. & Turnbull, D. (1967) *Acta Met.*, 15, 369.
 Wagner, C. (1961) *Z. Elektrochem.*, 65, 581.

К гл. 2

- Anand, L. & Gurland, J. (1975) *Met. Trans.*, 6A, 928.
 Anand, L. & Gurland, J. (1976a) *Met. Trans.*, 7A, 191.

¹ Библиографический список дан в соответствии с английским оригиналом книги.

- Anand, L. & Gurland, J. (1976b) *Acta Met.*, 24, 901.
- Ashby, M.F. (1966) *Acta Met.*, 14, 679.
- Ashby, M.F. (1971) *Strengthening Methods in Crystals* (Ed. A. Kelly & R.B. Nicholson), Elsevier, Amsterdam, p. 137.
- Brown, L.M. & Ham, R.K. (1971) *'Strengthening Methods in Crystals'* (Ed. A. Kelly & R. B. Nicholson), Elsevier, Amsterdam, p. 12.
- Brown, L.M. & Stobbs, W.M. (1971) *Phil. Mag.*, 23, 1185, 1201.
- Chaturvedi, M.C., Lloyd, D.J. & Chung, D.W. (1976) *Met. Sci. J.*, 10, 373.
- Dew-Hughes, D. & Robertson, W.D. (1960) *Acta Met.*, 8, 147.
- Duwez, P. (1967) *Trans. Amer. Soc. Metals*, 60, 607.
- Eshelby, J.D. (1957) *Proc. Roy. Soc.*, A241, 376.
- Foreman, A.J.E. & Makin, M.J. (1967) *Canad. J. Phys.*, 45, 511.
- Gould, D. (1971) D. Phil. thesis, Oxford University.
- Harkness, S.D. & Hren, J.J. (1970) *Met. Trans.*, 1, 43.
- Hazzledine, P.M. & Hirsch, P.B. (1974) *Phil. Mag.*, 30, 1331.
- Hirsch, P.B. & Humphreys, F.J. (1970) *Proc. Roy. Soc.*, A318, 45.
- Hirsch, P.B. & Kelly, A. (1965) *Phil. Mag.*, 12, 881.
- Hornbogen, E. & Staniek, G. (1974) *J. Mat. Sci.*, 9, 879.
- Humphreys, F.J. (1977) *Acta Met.*, 25, 1323.
- Humphreys, F.J. & Stewart, A.T. (1972) *Surface Sci.*, 31, 389.
- Jones, R.L. & Kelly, A. (1968) *Proceedings of the 2nd Bolton Landing Conference on Oxide Dispersion Strengthening* (Ed. G. S. Ansell), Gordon and Breach, New York.
- Karlsson, B. & Lindén, G. (1975) *Mat. Sci. Eng.*, 17, 209.
- Kelly, P.M. (1973) *Int. Met. Rev.*, 18, 31.
- Melander, A. & Persson, P.A. (1978) *Acta Met.*, 26, 267.
- Nicholson, R.B. (1971) *'Strengthening Methods in Crystals'* (Ed. A. Kelly & R. B. Nicholson), Elsevier, Amsterdam, p. 535.
- Russell, K.C. & Ashby, M.F. (1970) *Acta Met.*, 18, 891.
- Staniek, G. & Hornbogen, E. (1973) *Scripta Met.*, 7, 615.
- Stewart, A.T. & Martin, J.W. (1975) *Acta Met.*, 23, 1.
- Törrönen, K. (1976) *Proceedings of the Fourth International Conference on the Strength of Metals and Alloys* (Nancy), Metals Society, p. 239.
- Witt, M. & Gerold, V. (1969) *Scripta Met.*, 3, 371.

K р. 3

- Albrecht, J., Martin, J.W.R., Lütjering, G. & Martin, J.W. (1976) *Proceedings of the Fourth International Conference on the Strength of Metals and Alloys* (Nancy), Metals Society, p. 463.
- Argon, A.S., Im, J. & Safoglu, R. (1975) *Met. Trans.*, 6A, 825.
- Ashby, M.F. (1966) *Phil. Mag.*, 14, 1157.
- Ashby, M.F. (1977) Fracture Mechanism Maps *CUED/C/MATS/TR*. 34.
- Averbach, B.L. (1974) *Fracture Prevention and Control: Proceedings of a Symposium at the 1972 Western Metal and Tool Exposition and Conference* (Los Angeles), (Ed. D. W. Hoepfner), American Society for Metals, Metals Park, Ohio, p. 97.
- Benson, J.P. & Edmonds, D.V. (1977) *Fracture 1977: Proceedings of the Fourth International Conference on Fracture* (Waterloo, Canada), (Ed. D.M.R. Taplin),
- Bonfield, W. (1972) *Scripta Met.*, 6, 77.
- Brown, L.M. & Embury, J.F. (1973) *The Microstructure and Design of Alloys:*

- Proceedings of the Third International Conference on the Strength of Metals and Alloys* (Cambridge), The Institute of Metals, Vol. 1, p. 164.
- Calabrese, C. & Laird, C. (1974) *Mat. Sci. Eng.*, 13, 14.
- Clayton, J.Q., & Knott, J.F. (1976) *Metal Science*, 10, 63.
- Cottrell, A.H. (1958) *Trans. AIME*, 212, 192.
- Cox, T.B. & Low, J.R. (1974) *Met. Trans.*, 5, 459.
- Dowling, J.M. & Martin, J.W. (1973) *The Microstructure and Design of Alloys: Proceedings of the Third International Conference on the Strength of Metals and Alloys* (Cambridge), The Institute of Metals, Vol. 1, p. 170.
- Edelson, B.I. & Baldwin, W.M. (1962) *Trans. Amer. Soc. Met.*, 55, 230.
- Evans, A.G. (1972) *Phil. Mag.*, 26, 1327.
- Fine, M.E. & Santner, J.S. (1975) *Scripta Met.*, 9, 1239.
- Forsyth, P.J.E. (1963) *J. Australian Inst. Metals*, 8, 52.
- Garrett, G.G. & Knott, J.F. (1976) *Proceedings of the Second International Conference on the Mechanical Behaviour of Materials* (Boston, Mass.).
- Goods, S.H. & Brown, L.M. (1979) *Acta Met.*, 27, 1.
- Gurland, J. & Plateau, J. (1963) *Trans. Amer. Soc. Met.*, 56, 442.
- Hahn, G.T. & Rosenfield, A.R. (1968) *ASTM*, STP 432 p. 5.
- Hahn, G.T. & Rosenfield, A.R. (1975) *Met. Trans.*, 6A 653.
- Hornbogen, E. (1975) *Z.F. Metallk.*, 66, 511.
- Hornbogen, E. & Lütjering, G. (1975) *Proceedings of the Sixth International Conference on Light Metals* (Leoben, Vienna), Al-Verlag, Düsseldorf.
- Hornbogen, E. & Zum Gahr, K.H. (1975) *Metallography*, 8, 181.
- Hornbogen, E. & Zum Gahr, K.H. (1976) *Acta Met.*, 24, 581.
- Kawabata, T. & Izumi, O. (1976) *Acta Met.*, 24, 817.
- Knott, J.F. (1973) *Fundamentals of Fracture Mechanics*, Butterworths, London.
- Knott, J.F. (1977) *Fracture 1977: Proceedings of the Fourth International Conference on Fracture* (Waterloo, Canada), (Ed. D. M. R. Taplin), University of Waterloo Press, Canada, Vol. 1, p. 61.
- Kotilainen, H. & Törrönen, K. (1977) *Fracture 1977: Proceedings of the Fourth International Conference on Fracture* (Waterloo, Canada), (Ed. D. M. R. Taplin), University of Waterloo Press, Canada, Vol. 2, pp. 57, 141.
- Laird, C. (1976) *Mat. Sci. Eng.*, 25, 187.
- Lange, F.F. (1971) *J. Amer. Ceram. Soc.*, 49, 614.
- Lawn, B.R. & Wilshaw, T.R. (1975) *Fracture of Brittle Solids*, Cambridge University Press.
- Lindley, T.C., Richards, C.E. & Ritchie, R.O. (1975) *Proceedings of the Conference on the Mechanics and Physics of Fracture* (Cambridge), Institute of Physics, Metals Society.
- Lu, M.C. & Weissmann, S. (1978) *Mat. Sci. Eng.*, 32, 41.
- Lütjering, G. & Weissmann, S. (1970) *Acta Met.*, 18, 785.
- McClintock, F.A. (1968) in *Ductility*, American Society for Metals, Metals Park, Ohio, p. 255.
- McEvily, A.J., Clark, J.B., Utley, E.C. & Herrnstein, W.H. (1963) *Trans. AIME*, 227, 1093.
- McGrath, J.T. & Bratina, T.W.J. (1967) *Acta Met.*, 15, 329.
- McGrath, J.T. & Bratina, T.W.J. (1970) *Phil. Mag.*, 21, 1087.
- McMahon, C.J., & Cohen, M. (1965) *Acta Met.*, 13, 591.
- Neumann, P. (1974) *Acta Met.*, 22, 1155, 1167.
- Ostermann, F.G. (1971) *Met. Trans.*, 2, 2897.
- Paris, P.C. & Erdogan, F. (1963) *J. Basic Eng. (Trans. ASME, D)*, 85, 528.

- Rawal, S.P. & Gurland, J. (1977) *Fracture 1977: Proceedings of the Fourth International Conference on Fracture* (Waterloo, Canada), (Ed. D. M. R. Taplin), University of Waterloo Press, Canada, Vol. 2, p. 41.
- Rice, J.R. & Johnson, M.A. (1970) *Inelastic Behaviour of Solids*, (Ed. M.F. Kanninen et al.), McGraw-Hill, New York, p. 641.
- Ritchie, R.O.; Knott, J.F. & Rice, J.R. (1973) *J. Mech. Phys. Sol.*, **21**, 395.
- Smith, E. (1966) *Physical Basis of Yield and Fracture: Conference Proceedings* (Oxford), Institute of Physics, Physical Society, p. 36.
- Smith, G.C. (1975) *Proceedings of the Conference on the Mechanics and Physics of Fracture* (Cambridge), Institute of Physics, Metals Society.
- Tanaka, K., Mori, T. & Nakamura, T. (1970) *Phil. Mag.*, **21**, 267.

K гл. 4

- Ansell, G.S. & Weertmen, J. (1959) *Trans. AIME*, **215**, 838.
- Ashby, M.F. (1973) *The Microstructure and Design of Alloys: Proceedings of the Third International Conference on the Strength of Metals and Alloys* (Cambridge), The Institute of Metals, Vol. 2, p. 8.
- Brown, L.M. & Ham, R.K. (1971) *Strengthening Methods in Crystals*, (Ed. A. Kelly & R. B. Nicholson), Elsevier, Amsterdam, p. 9.
- Burton, B. (1973) *Mat. Sci. Eng.*, **11**, 337.
- Decker, R.F. (1969) in *Steel-Strengthening Mechanisms*, Climax Molybdenum Co., Zurich, p. 147.
- Doherty, R.D. & Martin, J.W. (1962-3) *J. Inst. Metals*, **91**, 332.
- Friedel, J. (1964) *Dislocations*, Pergamon Press, Oxford.
- Gasca-Neri, R. & Nix, W.D. (1974) *Acta Met.*, **22**, 257.
- Gawne, D.T. & Higgins, G.T. (1971) *J. Mat. Sci.*, **6**, 403.
- Gessinger, G.H. & Bomford, M.J. (1974) *Int. Met. Rev.*, **19**, 51.
- Gould, D., Hirsch, P.B. & Humphreys, F.J. (1974) *Phil. Mag.*, **30**, 1353.
- Hansen, N. (1975) *Mem. Sci. Rev. Met.* (March) 189.
- Hansen, N. & Bay, B. (1972) *J. Mat. Sci.*, **7**, 1351.
- Harris, J.E. (1973) *Met. Sci. J.*, **7**, 1.
- Harris, J.E., Jones, R.B. Greenwood, G.W. & Ward, M.J. (1969) *J. Australian Inst. Metals*, **14**, 154.
- Hillert, M. (1965) *Acta Met.*, **24**, 391.
- Hirsch, P.B. & Humphreys, F.J. (1969) *Physics of Strength and Plasticity*, (Ed. A. S. Argon), MIT Press, Cambridge, Mass. p. 189.
- Hull, D. & Rimmer, D.E. (1959) *Phil. Mag.*, **4**, 673.
- Humphreys, F.J. (1977) *Acta Met.*, **25**, 1323.
- Humphreys, F.J., Hirsch, P.B. & Gould, D. (1970) *Proceedings of the Second International Conference on the Strength of Metals and Alloys* (Asimolar), American Society for Metals, p. 550.
- Kamma, C. & Hornbogen, E. (1976) *J. Mat. Sci.*, **11**, 2340.
- Köster, U. (1974) *Mat. Sci. J.*, **8**, 151.
- Lagneborg, R. (1972) *Int. Met. Rev.*, **17**, 130. •
- Lloyd, G.J. & McElroy, R.J. (1974) *Acta Met.*, **22**, 339.
- Lloyd, G.J., McElroy, R.J. & Martin, J.W. (1973) *The Microstructure and Design of Alloys: Proceedings of the Third International Conference on the Strength of Metals and Alloys* (Cambridge), The Institute of Metals, Vol. 1, p. 185.
- Lund, R.W. & Nix, W.D. (1976) *Acta Met.*, **24**, 469.
- Mäder, K., & Hornbogen, E. (1974) *Scripta Met.*, **8**, 979.

- McElroy, R.J. Ishida, Y., McLean, D. & Szkopiak, Z. (1974) *Metals Technology*, 1, 468.
- McLean, D. (1966) *Reports on Progress in Physics*, 29, 1.
- Nes, E. (1976a) *Acta Met.*, 25, 1323.
- Nes, E. (1976b) *Scripta Met.*, 10, 1025.
- Nilsson, J.-O., Howell, P.R. & Dunlop, G.L. (1979) *Acta Met.*, 27, 179.
- Pavinich, W. & Raj, R. (1977) *Met. Trans.*, 8A, 1917.
- Raj, R. & Ashby, M.F. (1975) *Acta Met.*, 23, 653.
- Rollason, T.C. & Martin, J.W. (1970) *Acta Met.*, 18, 1267.
- Scharf, G. & Gruhl, W. (1969) *Z.f. Metallk.*, 60, 413.
- Shewfelt, R.S.W. & Brown, L.M. (1977) *Phil. Mag.*, 35, 945.
- Smith, C.S. (1948) *Trans. AIME*, 175, 345.
- Squires, R.L., Weiner, R.T. & Phillips, M. (1963) *J. Nucl. Mat.*, 8, 77.
- Stewart, A.T. & Martin, J.W. (1975) *Acta Met.*, 23, 1.
- Vasudevan, A.K., Petrovic, J.J. & Roberson, J.A. (1974) *Scripta Met.*, 8, 861.
- Weertman, J. & Weertman, J.R. (1965) *Physical Metallurgy*, (Ed. R.W. Cahn) North-Holland Publishing Co., Amsterdam, Ch. 16.
- Wilson, R.N. (1973) *J. Inst. Metals*, 101, 188.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к русскому изданию	5
Предисловие	6
Глава 1. Структура дисперсионно твердеющих сплавов	7
1. Дисперсные фазы в металлах	7
2. Выделение в твердых телах	10
3. Пространственное распределение выделений	28
4. Количественная металлография	41
Глава 2. Пластическое течение и деформационное упрочнение в отсутствие возврата	47
1. Напряжение пластического течения в двухфазных сплавах	47
2. Деформационное упрочнение в двухфазных сплавах	65
3. Пластическое течение в двухфазных материалах с грубой микроструктурой	80
4. Получение прочных дисперсно-упрочненных структур	82
Глава 3. Микромеханизмы разрушения двухфазных материалов	85
1. Введение	85
2. Характер скольжения в сплавах, содержащих частицы	86
3. Вязкое разрушение	90
4. Разрушение сколом	98
5. Межзеренное разрушение	103
6. Вязкое разрушение дисперсионно твердеющих сплавов	108
7. Усталостное разрушение дисперсионно твердеющих сплавов	118
Глава 4. Микромеханизмы при повышенных температурах	130
1. Рекристаллизация двухфазных материалов	130
2. Изменение предела текучести	138
3. Изменение скорости наклепа	141
4. Ползучесть в дисперсионно твердеющих сплавах	145
5. Высокотемпературное разрушение в дисперсионно твердеющих сплавах	157
Библиографический список	161

ДЖ. У. МАРТИН

МИКРОМЕХАНИЗМЫ ДИСПЕРСИОННОГО ТВЕРДЕНИЯ СПЛАВОВ

Редакторы издательства *Н.И.Шалимова, А.А.Картошкин*
Художественный редактор *Ю. И. Смурьгин*
Технические редакторы *М.К. Петрова, Г.Н.Каляпина*
Корректоры *Л.М.Зинченко, И.Д. Король*
Обложка художника *А.Д.Суимы*

ИБ № 2379

Подписано в печать 28.10.83.

Формат бумаги 60×90 1/16

Бумага офсетная № 2 Печать офсетная

Печ.л. 10,50 Кр.-отт. 10,75

Уч.-изд.л. 12,14 Тираж 2300 экз.

Заказ 3753

Цена 1 р. 80 к. Изд. № 0754

Набрано в издательстве "Металлургия"

на электронном композере ИБМ 82 операторами *Г. В. Красюк, И. В. Витте*

Ордена Трудового Красного Знамени

издательство "Металлургия", 119857, Москва, Г-34.

2-й Обыденский пер., д. 14

Московская типография № 9 Союзполиграфпрома

при Государственном комитете СССР

по делам издательств, полиграфии и книжной торговли

г. Москва, Волочаевская ул., д. 40