

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ДИФФУЗИЯ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Б. Я. Пинес

I. К ХАРАКТЕРИСТИКЕ РАЗВИТИЯ И ПОЛОЖЕНИЯ ВОПРОСА

Физика явлений, определяющих механические свойства кристаллических твердых тел, начала развиваться сравнительно недавно — в двадцатых годах текущего столетия, хотя уже задолго до того имелись обширные эмпирические данные о закономерностях механических свойств, накопленные в различных областях техники, прежде всего в металлургии.

Особенностью механических свойств, даже у простых тел (например, чистых металлов), является сильная зависимость от «предыстории» образца, — от того, каким механическим и тепловым воздействиям образец подвергался ранее¹. Роль тепловых воздействий связана с процессами диффузии (самодиффузии), которые у деформированных образцов развиваются иначе, чем у недеформированных. Если деформирование ведется при низких температурах, то диффузия не принимает участия в развивающихся процессах, но последующий нагрев до температур, при которых она начинает протекать, меняет состояние тела, а с ним и механические свойства.

Как механические свойства, так и явления диффузии являются у твердых тел «структурно чувствительными» и тесно связаны с особенностями структуры, в том числе с «микроструктурой», а особенно значительно с так называемыми «дефектами» атомной структуры (отклонениями от правильного расположения атомов в кристаллической решетке)². Возможности экспериментального определения атомной структуры появились лишь после открытия дифракции рентгеновских лучей кристаллами (Лауэ, Фридрих, Книппинг; 1912). Применявшееся до того использование металл-микроскопа для определения микроструктуры металлов и сплавов, начавшееся более 100 лет назад, давало возможность получать заключения о механических свойствах и даже предсказывать механические характеристики и их изменение, например, после термической обработки у сплавов³. Но микроструктурная характеристика, сохранившая свое значение и в настоящее время, является в значительной мере лишь качественной и в некоторых отношениях ограниченной. В частности, изменения, наступающие у металлов после пластической деформации и резко отражающиеся на механических свойствах (так называемый «наклеп»), непосредственно не улавливаются микроскопически. Нужно, впрочем, заметить, что в последнее время, после разработки специальных методов травления, позволяющих обнаруживать дислокации⁴, оптическое (микроскопическое) исследование деформированных тел приобрело большой интерес и стало источником важных сведений о структурных изменениях после деформации. Однако для развития физических представлений о механических свойствах понадобилось прежде всего выяснение атомной структуры кристаллов и разработка теории кристаллической решетки⁵ (М. Борн, 1915),

послужившей отправной точкой для сопоставления наблюдаемых свойств с ожидаемыми на основе учета сил сцепления.

Уже первые исследования остаточной деформации у однокристалльных тел, выполненные в начале двадцатых годов, обнаружили резкие противоречия между предсказаниями теории и практическим поведением кристаллов. В 1922 г. была опубликована известная работа Марка, Полани и Шмида⁶, в которой изучалось растяжение однокристалльных образцов цинка, причем было обнаружено, что остаточная деформация протекает путем так называемого «скольжения», обуславливающего взаимное, тангенциальное перемещение частей кристалла в плоскости базиса (0001) в кристаллографическом направлении [1120]; для возникновения остаточной деформации должно быть превзойдено критическое напряжение сдвига в плоскости скольжения, что определяется не только величиной приложенных сил, но и ориентацией указанной плоскости в образце. Задолго до этой публикации, еще в 1918 г., были предприняты фундаментальные работы А. Ф. Иоффе и его сотрудников^{7,8}, впервые включавшие рентгенографическое исследование структурных изменений, наступающих в кристаллах при пластической деформации. В работах А. Ф. Иоффе было отчетливо показано, что деформация приводит к порче (нарушению правильности) строения кристалла, проявляющейся в возникновении так называемого «астеризма» лауэграмм. Опыты Иоффе были поставлены для сопоставления поведения кристаллов с ожидаемым на основании теории Борна, а так как теория Борна была с количественной стороны разработана лишь для ионных кристаллов, то экспериментальные исследования Иоффе велись над кристаллами каменной соли, объектом экзотическим с точки зрения практики, но представлявшим первоочередной интерес для сопоставления с теорией. Как выяснилось, основные наблюдаемые эффекты оказались у каменной соли такими же, как и у металлических кристаллов. При опытах с каменной солью представились возможности для применения различных дополнительных методов исследования (оптического, электрического, фотоэлектрического), что в немалой степени способствовало выяснению наблюдавшихся сложных эффектов. Опыты Иоффе показали, что остаточная деформация, протекающая внешне путем скольжения частей кристалла друг по другу в определенных кристаллографических плоскостях вдоль определенных кристаллографических направлений (у каменной соли плоскости вида (110) и направления типа [110]), сопровождается также появлением некоторых участков (блоков), повернутых относительно остального объема кристалла на возрастающие с величиной деформации углы. Пластическая деформация начинается только при превышении некоторого критического напряжения сдвига в плоскости скольжения (предел текучести), зависящего от температуры. В дальнейшем выяснилось, что величина предела текучести зависит от чувствительности методики, применяемой для измерения деформации. «Рентгенографический» предел текучести у NaCl при комнатной температуре достигает нескольких сотен Γ на мм^2 . Если же фиксировать появление первых следов скольжения оптически (по возникновению двойного лучепреломления, наблюдаемого в скрещенных николях), то получаются значения лишь в несколько десятков Γ на мм^2 . Такие же или еще более низкие значения отмечаются при наблюдении изменения фотопроводимости. По данным опытов Иоффе предел текучести уменьшается при повышении температуры, обращаясь в нуль в точке плавления, между тем как предел прочности (критическое нормальное напряжение, приводящее к разрушению) в широком интервале температур постоянен. Поэтому при низких температурах, где предел прочности лежит ниже предела текучести, кристалл хрупок (разрушается без заметной пластической деформации), а при высоких температурах — пласти-

чен (разрушению предшествует пластическая деформация, возрастающая с температурой). Так была установлена известная «схема Иоффе», согласно которой хрупкость или пластичность не являются присущими веществу особенностями; тела пластичны или хрупки, в зависимости от соотношения между пределом прочности и пределом текучести, и могут переходить из одного состояния в другое при изменении температуры. Конечно, с учетом весьма низкого предела текучести, обнаруживаемого при очень чувствительных методах измерения деформации, хрупкость надо понимать не как абсолютную, а как отвечающую очень малым значениям остаточной деформации. Схема Иоффе является лишь приближенной, так как в ней не учтены другие, помимо скольжения, проявления деформации при низких температурах (двойникование), пренебрегается эффектами упрочнения, скорости деформирования и пр. Хладноломкость оказалась более сложным явлением, чем это предполагалось по указанной схеме. Однако качественное значение схема Иоффе сохранила и до настоящего времени⁸⁰.

Особенно большой интерес представили известные опыты Иоффе⁸, в которых определялась прочность кристаллов каменной соли, разрываемых в процессе растворения в воде. В этих опытах впервые была показана реальность расчетной теоретической прочности, определяемой по величине сил сцепления. Теория Борна предсказывала величину предела прочности, значительно (на 2—3 порядка) превосходящую наблюдаемую на опыте и доходящую у каменной соли до 200 кг/мм^2 , что резко отличается от величины $\sim 0,5 \text{ кг/мм}^2$, соответствующей обычному разрыву каменной соли на воздухе. В опытах Иоффе по разрыву каменной соли в процессе растворения в воде были наблюдаемы значения предела прочности до 160 кг/мм^2 , что приближается к теоретическому значению. Иоффе толковал результаты этих опытов следующим образом. Сухой кристалл рвется преждевременно в связи с наличием зародышевых трещин, на краях которых получают значительные перенапряжения. При растворении же поверхностного слоя, в котором главным образом локализуются (или возникают) трещины, кристалл способен выдержать напряжение, близкое к теоретической прочности. Это объяснение следует теории Гриффитса⁹, выдвинутой ранее для истолкования низкой технической прочности стекла и обоснованной определениями прочности у стекол с искусственно нанесенными трещинами. Для количественной связи наблюдаемого (технического) предела прочности σ и длины трещины λ Гриффитс получил формулу

$$\sigma \sqrt{\lambda} = \text{const} \cong \sqrt{E\alpha}, \quad (1)$$

где E — модуль упругости, α — поверхностное натяжение.

Нужно заметить, что приведенное толкование результатов опытов Иоффе оспаривалось в литературе и до настоящего времени не может рассматриваться как однозначно установленное.

Выдвигались, например, соображения, что наблюдаемый высокий предел прочности есть результат вторичного эффекта — упрочнения после значительной пластической деформации, имеющей место при растяжении соли, растворяющейся в воде. Однако, как справедливо заметил в свое время Борн¹⁰, независимо от привходящих эффектов важное значение имеет уже тот факт, что при разрыве кристалла в грубом механическом приборе реализуются силы сцепления, определенные из атомных констант. Правильность и дальновидность этого заключения нашли блестящее подтверждение в последние годы, когда в других условиях (а именно, в случае тонких нитевидных монокристаллов) у ряда металлов также были наблюдаемы весьма высокие, приближающиеся к «теоретическим» значения предела прочности, например, у нитей из железа диаметром 2 мк , — до 1350 кг/мм^2 ^{11, 12}.

Таким образом, из двух четко выяснившихся в результате опытов Иоффе основных противоречий между предсказаниями теории кристаллических решеток и экспериментально наблюдаемым поведением кристаллов, одно, — а именно, расхождение в величине предела прочности, — было значительно смягчено, так как выяснилось, что близкая к теоретической прочность может наблюдаться, хотя бы в специальных условиях. Вторым противоречием являлось наблюдаемое осуществление остаточной деформации путем скольжения. В теории Борна, относящейся к идеальному кристаллу, вообще нет места для проявляющейся на опыте остаточной деформации кристалла. Детальный анализ возможности осуществления скольжения у идеального кристалла выполнил в рамках теории Борна Я. И. Френкель¹³. Он показал, что для скольжения одной части кристалла по другой вдоль атомных плоскостей необходимо некоторое взаимное удаление частей кристалла относительно друг друга, на величину порядка атомных расстояний. Для расчета им была использована «модель двух пил», расположенных так, что зубцы одной пилы входят в углубления между зубцами второй. Для смещения одной пилы относительно другой требуется развести их на отрезок, равный высоте зубца. Расчет показал, однако, что для осуществления такого скольжения у идеального кристалла необходимы чрезвычайно высокие напряжения, которые лишь на порядок меньше величины модуля упругости. Таким образом, наблюдаемое на практике у реальных монокристаллов скольжение при весьма низких напряжениях не может быть объяснено в рамках теории идеального кристалла.

Продолжением работ Иоффе по исследованию механических свойств каменной соли явились опыты Обреимова с сотрудниками¹⁴, где использовался оптический метод и наблюдалось появление вблизи «плоскостей скольжения» дупреломления, обязанного внутренним напряжениям. Оптическим методом было показано, что «следы скольжения» в каменной соли появляются уже при напряжении ~ 30 Г/мм². Важным было сделанное здесь наблюдение, что первые видимые в скрещенных николях следы скольжения появляются не сразу на всем своем протяжении, а распространяются с определенной скоростью от одной грани кристалла к другой.

В дальнейшем на протяжении двадцатых и тридцатых годов было выполнено как в СССР, так и за рубежом (ср. ⁸⁶) весьма большое количество разносторонних исследований механических свойств различных монокристаллов неметаллических (NaCl, AgCl и др.) и, в особенности, металлических (преимущественно легкоплавких Zn, Cd, Mg, Al, Pb, Sn, Bi и их сплавов Cd—Zn, Sn—Zn, Al—Mg, Zn—Mg, а также α -железа, W, сплавов Cu—Ni, Cu—Zn и др.). В этих работах была подробно выяснена геометрия эффектов скольжения в связи с кристаллографической ориентировкой и изучены явления упрочнения при пластической деформации в зависимости от скорости деформирования и температуры, а также сопутствующие явления отдыха и рекристаллизации. Сводки зарубежных работ подробно изложены в опубликованных монографиях^{15,16}. В работах¹⁷ были обнаружены весьма любопытные явления прерывистой деформации, которые получили затем объяснение в¹⁸. В работах¹⁹ были сделаны важные наблюдения над зависимостью прочности монокристаллов каменной соли от формы образцов и кристаллографической ориентации. Был получен ряд других существенных результатов, которые здесь перечислить невозможно. Однако происхождение основного противоречия между теорией кристаллической решетки и практическим поведением кристаллов выяснилось очень медленно.

Впервые в количественной форме в работах Тейлора²⁰ (в 1934 г.) было введено гипотетическое предположение о линейных дислокациях, путем последовательного перемещения которых через весь кристалл осуществляется скольжение. Вопрос о возникновении дислокаций в этой работе

не затрагивался. Условия их перемещения также не рассматривались. Количественное описание преследовало цель объяснить упрочнение при пластической деформации, которое описывалось как обусловленное взаимодействием дислокаций. Было показано, что напряжение, необходимое для перемещения отдельной дислокации, должно возрастать вместе с развивающимся по мере увеличения деформации повышением плотности дислокаций в кристалле, так как между дислокациями действуют упругие силы, препятствующие их перемещению.

К предположению об осуществлении остаточной деформации в кристаллах путем перемещения дислокаций в тот же период пришли и другие исследователи ²⁰.

Теория дислокаций, имевшая вначале чисто гипотетический характер, была в дальнейшем интенсивно развита в работах многих авторов, в том числе братьев Бюргерс ²¹, Франка ²², Рида ²³, Шокли ²⁴ и др. Важный вклад был сделан в 1938 г. Я. И. Френкелем, который в совместных работах с Т. А. Конторовой ²⁵, разобрав впервые на основе двумерной атомной модели задачу о перемещении дислокаций в решетке, получил результаты, которые впоследствии были подтверждены для трехмерного случая Эшелби ²⁶. Формулы, полученные в работах ²⁵, показывают, что предельной скоростью перемещения дислокаций является скорость звука, играющая здесь такую же роль, как скорость света в теории относительности.

В настоящее время теория дислокаций настолько разработана, что ее систематическому изложению посвящен ряд специальных монографий ^{27,28} и без подробного освещения не обходится ни одно серьезное сочинение по теоретическому металловедению ^{29,30}.

Теория дислокаций развивалась не только применительно к объяснению явлений пластической деформации в кристаллах, но в дальнейшем получила приложение к истолкованию процесса роста кристаллов ³¹ и явлений, возникающих при отжиге, рекристаллизации деформированных тел. Триумфом этой теории явилось экспериментальное подтверждение существования дислокаций и наблюдение их перемещения сначала оптическими методами в соединении со специальным травлением ³², а позднее электронно-микроскопическими ³³ и рентгенографическими ³⁴ методами. Теория дислокаций, исходя из наличия линейных несовершенств — краевых и винтовых дислокаций, успешно описывает осуществление остаточной деформации в кристаллах и сопутствующих ей явлений упрочнения. Разработаны подтвержденные экспериментально закономерности дислокационного роста кристаллов. Теория убедительно объясняет явление полигонизации и образование малоугловых дислокационных границ, наступающее у деформированного кристалла после некоторого нагревания. В теории рассматриваются разнообразные эффекты, соответствующие взаимодействию дислокаций, такие, как разделение дислокаций на частичные с образованием так называемых ошибок наложения слоев в решетках плотной упаковки, возникновение скоплений дислокаций в одной плоскости скольжения при наличии препятствий для их перемещения (например, границ зерен), пересечение дислокаций, лежащих в разных плоскостях, при котором образуются неподвижные, так называемые ломеровские, дислокации, пересечение перемещающихся винтовых дислокаций, влекущее образование выступов (зубцов) на дислокациях и приводящее к возникновению (после перемещения) вакансий в кристаллической решетке или атомов в междоузлиях и др.

Принципиальное значение теории дислокаций состоит прежде всего в том, что она устранила противоречие между предсказаниями теории идеальной решетки и наблюдаемым на опыте явлением остаточной деформации, протекающим путем скольжения или двойникования, и выяснила,

каковы те отступления от идеально правильного расположения атомов в решетке, которые позволяют осуществиться наблюдаемым деформационным эффектам. Однако необходимо признать, что, несмотря на имеющуюся разработку различных схем и моделей дислокационного расположения, теория пока остается только теорией дислокаций и еще не является теорией механических свойств⁸⁷. Остаются невыясненными или дискуссионными такие важные моменты, как, например, вопрос о возникновении и размножении дислокаций⁸⁵, нет достаточных сведений об условиях возникновения тех или иных комплексов различных дислокаций и т. д. Ввиду этого последовательное описание закономерностей механических свойств на основе дислокационной теории находится еще в начальной стадии и завершение его остается делом будущего. Однако и в настоящее время плодотворность и важность использования дислокационных представлений для толкования наблюдаемых особенностей механических свойств твердых тел трудно переоценить.

Особо следует отметить начавшие развиваться в последнее время представления о том, что не только остаточная деформация, но и разрушение твердых тел осуществляется при участии дислокационного механизма. Предложен ряд моделей⁸⁶, показывающих, как могут возникать и развиваться в кристаллах в результате образования скоплений, пересечения или другого взаимодействия дислокаций относительно устойчивые (не захлопывающиеся самопроизвольно) зародышевые трещины, рост которых приводит к разрушению. Таким образом, теория дислокаций становится весьма широкой основой для истолкования и описания механических свойств твердых тел.

Все изложенное относится к трактовке а т е р м и ч е с к и х механических характеристик кристалла. Но, как уже отмечалось выше, механические свойства твердых тел, особенно при повышенных температурах, тесно сопряжены с развивающимися явлениями диффузии. Особенно сильно проявляются эффекты диффузии в процессах ползучести, имеющих место при высоких температурах, и в так называемом эффекте спекания металлических (и неметаллических) порошков, где достигается уплотнение тела под действием капиллярных сил в результате остаточной деформации, осуществляемой диффузионным путем.

Учет влияния диффузии на возникновение, перемещение и устойчивость дислокаций пока почти не выполнялся. Для решения этой задачи принципиально важное значение имеет вопрос о механизме диффузии и самодиффузии, впервые правильно истолкованный Я. И. Френкелем⁸⁷, который показал, что в результате теплового движения в кристаллической решетке твердых тел должны возникать «вакансии» (пустые узлы) и атомы, смещенные в междоузлия, и что явление диффузии (в частности и самодиффузии), по крайней мере у металлов, сплавов и кристаллов неорганических соединений, представляет собой процесс последовательного флуктуационного замещения атомами (или ионами) вакансий в решетке. Необходимо подчеркнуть, что помимо представлений Френкеля развивались и отстаиваются еще до настоящего времени некоторыми авторами другие представления о механизме диффузии (например, предположение о «кольцевом» обмене атомов местами⁸¹). Однако наблюдаемые в последние годы эффекты образования диффузионной пористости (выделения избыточных вакансий в форме пор) при неодинаковой парциальной гетеродиффузии⁸⁸, справедливо названные эффектом Френкеля, не оставляют сомнения в правильности указанного Френкелем вакансионного механизма диффузии.

Наличие вакансий в кристаллической решетке должно приводить к их взаимодействию с дислокациями. Каждая дислокация в кристалле окружена полем упругих напряжений. По этой причине равновесная концентра-

ция вакансий вблизи дислокации в различных точках неодинакова, и при температурах, достаточных для осуществления диффузии, должны возникнуть диффузионные токи вакансий (атомов), приводящие к «залечиванию» (уничтожению) дислокаций. Дислокации, возникающие и размножающиеся в кристалле под действием внешних сил, представляют собой неравновесные образования и при высоких температурах должны «зарастать» или «рассасываться» так, чтобы восстанавливалось правильное периодическое расположение атомов кристаллической решетки.

До настоящего времени в теории дислокаций рассматривался с количественной стороны лишь диффузионный эффект так называемого «переползания» или «восхождения» дислокаций, осуществляющийся путем присоединения линейных рядов атомов или линейных рядов вакансий, параллельных оси дислокации. Мотт³⁹ объяснил этим эффектом возникновение так называемых вертикальных стенок дислокаций, образующих малоугловые границы блоков. Недавно Виртман^{40,41} попытался количественно учесть определяемую этим эффектом скорость ползучести металлов при повышенных температурах (см. ниже). Нужно заметить, что вопрос о взаимодействии вакансий с дислокациями в системе, содержащей пересекающиеся винтовые дислокации, осложняется возможностью появления избыточных вакансий, образующихся при перемещении пересекающихся дислокаций.

Вопрос о взаимодействии вакансий и дислокаций имеет значение не только для эффектов, связанных с механическими свойствами, но и для проявлений диффузии. Из опыта известно, что у металлов и неметаллических кристаллов, подвергнутых остаточной деформации или имеющих «неправильности» кристаллической решетки, обусловленные кристаллизацией, процессы диффузии ускорены, зачастую в сотни и тысячи раз⁸⁵. Наиболее простое объяснение этого эффекта с точки зрения теории диффузии Френкеля состоит в том, что в подобных системах, при температурах идущей с заметной скоростью диффузии, в результате восстановления правильности кристаллической решетки возникает большое количество избыточных вакансий, способствующих ускорению диффузии. Однако несомненно, что в этих явлениях играет определенную роль и изменение микроструктуры диффузии, обусловленное наличием дислокаций. Влияние дислокаций на картину диффузии пока практически не выяснено.

Скорость процессов флуктуационного перемещения атомов в кристаллической решетке растет экспоненциально с повышением температуры. В то же время при достаточно высоких температурах можно ожидать понижения устойчивости дислокаций в кристалле, которые будут уничтожаться как путем «переползания» и взаимной аннигиляции разноименных дислокаций, так и путем теплового диффузионного «рассасывания». При самых высоких (предплавильных) температурах в кристалле следует поэтому ожидать все возрастающей роли диффузионных процессов в явлениях пластической деформации. Я. И. Френкель еще в 1946 г.^{42,43} указал на возможность возникновения остаточной деформации у кристаллов при высоких предплавильных температурах путем чисто диффузионного перемещения атомов. Это представление было развито применительно к явлению спекания, которое Френкель толковал как обусловленное вязким течением вещества под действием капиллярных сил, осуществляющимся путем самодиффузии, подобно тому как это имеет место в жидкостях, т. е. путем последовательных флуктуационных перемещений отдельных атомов. Траекторка эффекта спекания, как вызванного проявлением диффузионной ползучести у кристаллического тела, была в дальнейшем подтверждена расчетом чисто диффузионной задачи о направленной самодиффузии в системе соприкасающихся частиц спрессованного порошка, т. е. пористого тела, где под действием капиллярных сил вблизи пор создается отрицательное давление,

вызывающее потоки направленной самодиффузии атомов, вполне эквивалентные вязкому течению⁴⁴. В последнее время появились свидетельства того, что подобное вязкое течение осуществляется при предплавленных температурах у металлов и под действием внешних сил, причем механизм эффекта является чисто диффузионным, так как все признаки проявления дислокационной деформации отсутствуют⁷¹.

Приведенный выше (по необходимости краткий) обзор состояния вопроса показывает, что несмотря на большие успехи в понимании эффектов, определяющих механические свойства и диффузию у твердых тел, остаются невыясненными многие важные соотношения, без определения которых количественное описание имеющих место закономерностей невозможно. Уместно отметить, что в развитии основных представлений существенную роль сыграли идеи Я. И. Френкеля, особенно в отношении явления диффузии и диффузионной (бездислокационной) деформации, а также по вопросу о кинетике движения дислокаций при пластической деформации путем скольжения и двойникования.

Ниже мы рассмотрим более подробно некоторые проявления остаточной деформации в кристаллических телах, протекающие при повышенных температурах и связанные с процессами диффузии, осуществляющимися непосредственно в ходе деформации. Кинетика деформации тесно связана при этом с диффузионными эффектами.

II. УСТАНОВИВШАЯСЯ ПОЛЗУЧЕСТЬ МЕТАЛЛОВ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ И «ПЕРЕПОЛЗАНИЕ» ДИСЛОКАЦИЙ

Феноменологические закономерности деформации ползучести, наблюдаемые при постоянном приложенном к телу напряжении, являются сходными для твердых тел различного типа. Качественно подобные закономерности наблюдаются у металлов и неметаллов, монокристаллов и поликристаллов и у некристаллических тел, таких например, как пластмассы⁴³. Зависимость деформации от времени (при постоянном приложенном напряжении) включает три основные стадии: 1) стадию неустановившейся, или затухающей ползучести, 2) стадию установившейся ползучести, при которой скорость деформации является постоянной и 3) стадию ускоренной ползучести, заканчивающейся разрушением. Физические явления, развивающиеся в телах разного типа, на протяжении каждой стадии являются различными, хотя и приводят к закономерностям сходного типа. Ниже мы будем иметь в виду явление ползучести у металлов. Заметим, что длительность разных стадий ползучести и величина получающейся на каждой стадии деформации для одного и того же материала зависит от условий опыта: температуры и приложенного напряжения. При понижении температуры и величины напряжения скорость установившейся ползучести уменьшается, длительность стадии установившейся ползучести увеличивается, а третья стадия ускоренной ползучести может и вовсе не наступить. Наоборот, с повышением температуры и ростом величины приложенного напряжения резко возрастает скорость установившейся ползучести и увеличивается величина деформации на этой стадии процесса, хотя сравнительно быстро обнаруживается появление третьей стадии, приводящей к разрушению. Нужно подчеркнуть, что явление ползучести развивается, в частности, и у металлов, не только при высоких температурах, а оказывается практически заметно выраженным уже и при «средних» температурах, сравнительно далеких от температуры плавления. И при этих температурах в процессе ползучести помимо скольжения, вызываемого перемещением дислокаций, несомненно, имеют место диффузионные эффекты, наличие которых неоднократно подтверждалось косвенно, на-

пример, путем наблюдения полигонизации, сопутствующей ползучести, что, как известно²⁸, обусловлено диффузионным переползанием дислокаций. Основной интерес представляет вопрос о механизме развития установившейся стадии ползучести. Что касается первой и третьей стадии, то, хотя детали атомного механизма здесь требуют еще экспериментального выяснения, качественное толкование процессов в общем представляется уже сложившимся. На третьей стадии ускоренный рост деформации связан с развивающимися процессами локальных разрушений или иногда, частично, с процессами рекристаллизации, снимающими упрочнение*). На первой неустановившейся стадии ход явления обуславливается эффектами, аналогичными наклепу. Часто первая стадия описывается с помощью так называемой «теории истошения», согласно которой в теле имеются элементы объема с разным «напряжением активации» (разность между напряжением начала текучести и приложенным напряжением), требующие осуществления тепловой флуктуации разной величины для возникновения локальной ползучести (ср. ²⁸).

Недавно в работах Виртмана^{40, 41} была предложена теория установившейся стадии ползучести (при средних температурах), использующая атомную модель переползания дислокаций для описания развивающегося процесса, и, по-видимому, правильно описывающая макроскопические закономерности явления у металлов (зависимость скорости установившейся ползучести от величины приложенного напряжения и температуры).

В теории рассматриваются ряды дислокаций, испущенных под действием приложенного напряжения каким-либо источником (например, источником Франка — Рида), и остановленные препятствием. В случае металлов, обладающих несколькими пересекающимися системами скольжения, препятствиями могут служить неподвижные (ломеровские) дислокации, образующиеся при взаимодействии дислокаций, относящихся к разным системам. В теории учитывается, что когда препятствием остановлена группа из n дислокаций, величина упругих напряжений, действующих на головную дислокацию, увеличена в n раз, $n = \frac{2\sigma L}{\mu b}$, где σ — величина приложенного напряжения, L — ширина остановленной группы (расстояние между источником Франка — Рида и препятствием), b — величина вектора Бюргера и μ — модуль сдвига (ср. работу²⁸, стр. 128). Из энергетических соображений следует, что возможно переползание головной дислокации на высоту $h = \frac{2\tau}{nb\sigma} = \frac{\tau\mu}{\sigma^2 L}$, где $\tau = \mu b^2 / 12\pi(1 - \nu)$; ν — коэффициент Пуассона.

Само «переползание» описывается, как обусловленное диффузией вакансий к оси дислокаций под действием градиента концентраций вакансий, вызванного градиентом упругих напряжений, создаваемым наличием дислокаций. Равновесная концентрация вакансий вблизи остановленной головной дислокации (принадлежащей группе из n дислокаций) будет составлять $N_e = N_0 \exp(\pm n\sigma b^3 / kT) = N_0 \exp(\pm 2L\sigma^2 b^2 \mu kT)$, где N_0 — равновесная концентрация в отсутствие дислокаций, поскольку работа образования вакансий вблизи головной дислокации увеличена или уменьшена на величину $n\sigma b^3$ (в зависимости от знака дислокации). Считая, что в среднем остановленные дислокации разных знаков встречаются одинаково часто, можно описать переползание дислокаций как диффузию вакансий между двумя ближайшими головными дислокациями двух остановленных

*) Процесс перемещения границ зерен, идущий в поликристаллических образцах в результате сопутствующей деформации рекристаллизации, непосредственно не приводит к удлинению образца, но повышает пластичность материала (ср. работу⁷⁹).

группы противоположного знака, положив при этом, что посредине между указанными дислокациями концентрация вакансий равна N_0 . При установившемся процессе диффузии $\left[\frac{d}{dr}(rdN/dr) = 0 \right]$, где r — расстояние по нормали от головной дислокации] распределение концентраций вакансий можно приближенно описать формулой

$$N = N_0 + \frac{(N_e - N_0) \lg \left(\frac{r_1}{r} \right)}{\lg \left(\frac{r_1}{r_0} \right)},$$

в которой r_1 — половина среднего расстояния между остановленными группами дислокаций, а r_0 — расстояние, на котором поддерживается полем напряжений концентрация N_e . Поток вакансий, приходящийся на единицу длины вдоль оси дислокаций, составит $2\pi D' \frac{dN}{dr}$, где D' — коэффициент диффузии вакансий, что приближенно равно $N_0 D' n \sigma b^3 / kT$, когда $\frac{n \sigma b^3}{kT} < 1$. Этот поток обусловит скорость переползания I , равную $I = N_0 D' \sigma b^3 / kT = 2N_0 D' \sigma^2 L b^4 / \mu kT$. Если известны скорость переползания и высота переползания, то может быть оценена и скорость ползучести. Пусть M — число активных источников дислокаций (источников Франка — Рида) в единице объема, λ — расстояние, которое краевая составляющая дислокационной петли проходит после сползания с барьера, λ' — тоже расстояние для винтовой составляющей. Для скорости ползучести V можно написать выражение $V = IM\lambda\lambda' \frac{b}{h}$, т. е.

$$V = \frac{n^2 \sigma^2 b^7 N_0 D' \lambda \lambda' M}{2\pi kT} \cong \frac{30 \sigma^4 b^3 N_0 D' \lambda \lambda' M L^2}{\mu^3 kT}, \quad (2)$$

в случае $n \sigma b^3 / kT < 1$. Аналогично при $n \sigma b^3 / kT > 1$ получается

$$V \cong 15 \sigma^2 b N_0 D' \lambda \lambda' M \mu^{-2} L \exp \left(\frac{2\sigma^2 L b^2}{\mu kT} \right). \quad (2a)$$

Чтобы определить зависимость V от σ , следует учесть, как зависят от σ множители M , L , λ и λ' . Для выяснения этой зависимости Виртман воспользовался частично известными из опыта соотношениями и частично некоторыми рассуждениями. Он положил величину M не зависящей от приложенного напряжения, основываясь на том, что для напряжений, превышающих критическое напряжение сдвига, при отсутствии взаимодействия дислокаций, вызывающего упрочнение, величина M , по данным⁷⁶, практически постоянна. Что касается значений λ и λ' , то для случая правильного монокристалла небольшого сечения произведение этих величин должно, по Виртману, равняться сечению кристалла и от напряжения не зависеть. В поликристаллическом образце λ , вероятно, равно среднему размеру блоков, а λ' — размеру зерна, так как трудно представить, что внутри зерна имеются препятствия для распространения чисто винтовых дислокаций. Для учета имеющей место в этом случае зависимости λ от σ приняты экспериментальные данные⁴⁶, согласно которым размеры блоков (в алюминии) пропорциональны $\sigma^{-2/3}$ и не зависят от температуры.

Зависимость L от σ учтена с помощью следующих рассуждений. Напряжение сдвига, создаваемое остановленными дислокационными петлями, спадает примерно как $4\sigma L^3 / R^3$, где R — расстояние от центра петли. Если напряжение активации источника дислокаций (источника Франка —

Рида) есть $\bar{\sigma}$, то действием имеющегося напряжения может быть активирован источник в другой системе скольжения, расположенный в цилиндре высотой $2L$ и радиусом $4L(\bar{\sigma}/\sigma)^{1/3}$. При этом может появиться ломеровская дислокация на более близком расстоянии от первого источника, что отвечает уменьшению L . Условие, определяющее L , состоит в том, что произведение из плотности источников M на объем, внутри которого напряжение сдвига больше σ , должно быть меньше единицы. Это приводит к уравнению

$$L \cong \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{\sigma}}{\sigma} \right)^{2/3} M^{-1/3}.$$

Таким образом, произведение $\sigma^4 \lambda \lambda' M L^2$, фигурирующее в формуле для V , должно, по Виртману, содержать множителем σ примерно в четвертой степени в случае монокристалла и примерно в третьей степени для поликристаллических образцов.

Температурная зависимость V практически задается произведением $N_0 D'$, представляющим собой коэффициент самодиффузии и выражаемым формулой $N_0 D' = D = v_0/b \exp(S/k) \exp(-Q/kT)$, где Q — энергия активации самодиффузии, S — энтропия активации самодиффузии и v_0 — максимальная частота колебаний атомов в кристаллической решетке. Таким образом, энергия активации установившейся ползучести должна равняться энергии активации самодиффузии.

Изложенная теория, в которой в качестве препятствий для движения дислокаций рассматриваются неподвижные ломеровские дислокации, относится только к кристаллам, обладающим несокольскими системами скольжения, и неприменима, например, к гексагональным кристаллам, у которых скольжение наблюдается только в плоскости базиса (Виртман указывает, что даже у гексагональных кристаллов, обнаруживающих призматическое и пирамидальное скольжение, вектор Бюргерса соответствующих дислокаций тоже лежит в базисной плоскости и поэтому образование неподвижных ломеровских дислокаций здесь не имеет места). В более поздней работе⁴¹ Виртман предложил несколько иной, более общий, механизм осуществления ползучести, применимый и к кристаллам с одной системой скольжения. Здесь рассматриваются параллельные ряды дислокаций от источников, расположенных в разных плоскостях (рис. 1). Головные дислокации каждого ряда могут быть остановлены дислокациями противоположного знака следующего ряда, препятствующими их прохождению, если ряды расположены близко. В этой модели для скорости перемещения дислокаций I_1 получается выражение

$$I_1 = \left(\frac{v_0 N_0 \sigma b^4}{kT} \right) \exp \left(\frac{S}{k} \right) \exp \left(-\frac{Q}{kT} \right), \quad (3)$$

где S и Q соответственно энтропия и энергия активации самодиффузии, в предположении, что может установиться равновесная концентрация

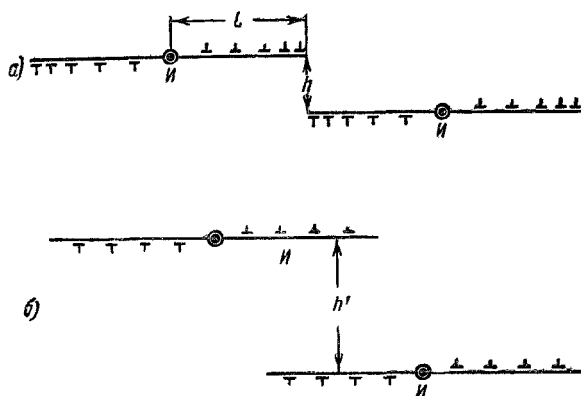


Рис. 1. Остановленные (а) и проходящие (б) дислокационные петли от двух источников в параллельных плоскостях (по⁴¹).

вакансий вблизи дислокаций. Если непосредственное установление термического равновесия для вакансий невозможно, то оно может осуществиться благодаря наличию зубцов (ступенек) на дислокациях (причем, как известно, возникают или уничтожаются вакансии при движении дислокаций²⁸). В случае, когда вакансии возникают или исчезают только благодаря наличию зубцов, скорость переползания дается формулой

$$I_2 = \left(\frac{L}{b}\right) \left(\frac{v_0 N_0 \sigma b^4}{kT}\right) \exp\left(\frac{S^*}{k}\right) \exp\left(-\frac{Q^*}{kT}\right), \quad (3a)$$

где S^* и Q^* — суммы энтропий и, соответственно, энергий активации для процессов самодиффузии и образований зубцов. Здесь $2L$ — расстояние между источниками дислокаций, лежащими в параллельных плоскостях (см. рис. 1), причем n — число остановленных дислокаций в группе — равно $2\sigma L/\mu b$. Формула для I_2 предполагает, что концентрация зубцов на дислокациях отвечает термическому равновесию. Зубцы на дислокациях могут образовываться не только путем термического возбуждения, но и при пересечении с дислокациями, лежащими в других (наклоненных по отношению к рассматриваемым) плоскостях, причем такие зубцы не будут уничтожаться при переползании, если имеется компонента их векториальной суммы, перпендикулярная к плоскости скольжения. Когда энергия образования зубца мала, практически может оправдываться значение I_1 для скорости переползания.

В данной модели получается другое соотношение для величины h — высоты, на которую переползают дислокации (см. рис. 1). Здесь при переползании головных дислокаций происходит их аннигиляция. Уничтоженные дислокации замещаются новыми из источника и, таким образом, продолжает развиваться ползучесть. Две группы петель дислокаций, расположенные в разных плоскостях скольжения, могут и смещаться относительно друг друга, не переползая и не аннигилируя, если расстояние между плоскостями h превышает $\mu b/4\sigma$. Это дает оценку величины h . Для определения L Виртман пользуется следующими рассуждениями. На объем цилиндра высотой $2h$ и радиусом $2L$, приходящийся на группу дислокационных петель, распространяющихся из одного источника Франка — Рида, должно в среднем получаться еще три источника Франка — Рида, останавливающих эту группу петель, т. е. должно быть $8\pi ML^2 h/3 = 1$, где M — по-прежнему плотность источников дислокаций. Отсюда для L получается

$$L^2 = \frac{3}{8\pi M h} = \frac{3\sigma}{2\pi M b}.$$

Скорость ползучести, как и выше, есть произведение плотности источников дислокаций, средней площади, проходимой дислокационной петлей ($4\pi L^2$), умноженной на b , скорости переползания головных дислокаций и обратной величины высоты переползания ($1/2h$). Для скорости ползучести получается при малых напряжениях

$$V = \left[\frac{3(6)^{1/2} \pi^2 v_0 b^{3/2} \sigma^{9/2}}{M^{1/2} \mu^{7/2} kT} \right] \exp\left(\frac{S}{k}\right) \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right) \quad (4)$$

или, более общо,

$$V = \left(\frac{6\pi^2 v_0 \sigma^2}{\mu^2}\right) \text{sh}\left(\frac{3^{1/2} \sigma^{5/2} b^{3/2}}{2^{1/2} \mu^{3/2} M^{1/2} kT}\right) \exp\left(\frac{S}{k}\right) \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right). \quad (4a)$$

Когда энергия образования зубцов на дислокациях велика, величины S и Q соответствуют суммам значений энтропии и энергии активации для самодиффузии и образования зубцов.

Как видно из предыдущего, оба варианта теории Виртмана дают, в сущности, лишь оценку скорости установившейся ползучести, так как, несмотря на ясную и определенную модель атомного механизма процесса, для расчета привлекаются дополнительные упрощающие предположения и ряд величин, входящих в формулы, определяется весьма приближенно. Таким образом, теория не может претендовать на количественное совпадение с опытом. Тем не менее значительный интерес представляет получающаяся в теории степенная зависимость скорости установившейся ползучести от величины приложенного напряжения (с показателем степени, меняющимся в обоих вариантах теории от 3 до 4,5) и экспоненциальная зависимость от обратной абсолютной температуры. Оба эти предсказания теории в общем подтверждаются опытом в широком интервале температур, если величина приложенного напряжения не слишком мала.

На рис. 2 приводятся экспериментальные данные⁴⁷ о зависимости скорости установившейся ползучести V от приложенного напряжения σ при нескольких температурах для поликристаллических (металлокерамических) образцов меди, никеля и железа. По координатным осям отложены значения $\lg V$ и $\lg \sigma$. Как видно из рис. 2, в области относительно высоких значений σ имеет место степенная зависимость $V \sim \sigma^n$, где показатель степени n практически одинаков для указанных трех металлов при всех температурах и составляет $n=4,6-4,8$. Но при малых значениях σ наблюдается уменьшение наклона прямой, получающейся на логарифмическом графике и переход к степенной зависимости с показателем степени, приближающимся к единице. Это соответствует, как будет видно из дальнейшего (см. ниже § 4), постепенному изменению механизма ползучести — уменьшению роли переползания дислокаций и возникновению чисто диффузионного механизма процесса, при котором деформация осуществляется путем последовательных флуктуационных переходов отдельных атомов.

Степенной закон зависимости скорости ползучести от приложенного напряжения был экспериментально подтвержден и для ряда других металлов (см. ⁴⁹) Al, Sn, Pb, причем были получены значения n от 3 до 5,5. В работе ⁴⁸ такая же зависимость была получена для сплава Ni+40%Cu, деформированного при 700° С в интервале напряжений от 2 до 9 кг/мм²; значение n оказалось равным 3,6.

Здесь следует упомянуть, что экспериментальные данные о зависимости скорости установившейся ползучести от приложенного напряжения, удовлетворительно описываемые степенной зависимостью, в большинстве случаев оказываются практически удовлетворяющими и эмпирической формуле, в которой V зависит от σ по экспоненциальному закону. Если отложить на графике значения $\lg V$ в функции от σ (рис. 3), то в большом

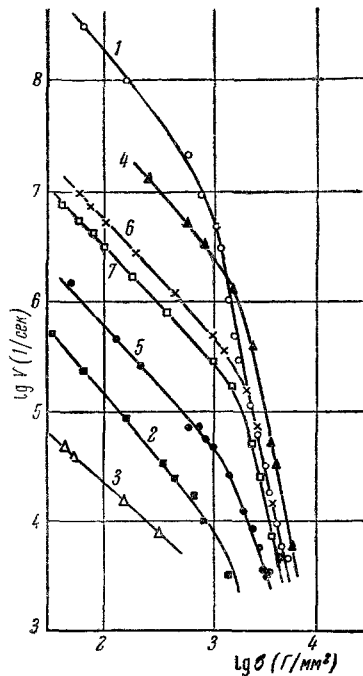


Рис. 2. Зависимость $\lg V = f(\lg \sigma)$ для образцов Cu, Ni, Fe⁴⁷.

На кривых наблюдаются прямолинейные участки как при малых σ , чему соответствует $V \sim \sigma^n$, так и при больших σ , когда $V \sim \sigma^m$.
 1 — Cu, 600°, $n=1,3$, $m=4,8$, 2 — Cu, 900°, $n=1,2$, $m=4,8$ 3 — Cu, 1040°, $n=1$, 4 — Ni, 900°, $n=1,2$, $m=4,6$, 5 — Ni, 1100°, $n=1,1$, $m=4,6$, 6 — Fe, 1100°, $n=1,1$, $m=4,8$, 7 — Fe, 900°, $n=1,1$, $m=4,8$

интервале значений σ на указанном графике получается прямая, позволяющая выразить связь между V и σ формулой

$$V = V_0 \exp\left(-\frac{U_0 - \gamma\sigma}{kT}\right), \quad (5)$$

где U_0 , γ , V_0 — константы ($U_0 = Q$ — энергия активации процесса ползучести), k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура.

В такой форме связь между величинами V и σ часто представляют при сопоставлении закономерностей скорости ползучести и долговечности под нагрузкой τ (см. ниже § 3), так как, по данным опыта, характер изменения этих величин таков, что произведение $V\tau = V_0\tau_0 = \text{const}$, а для τ действительна экспоненциальная зависимость (6) (см. § 3). До сих пор не ясно, означает ли постоянство произведения $V\tau$, что имеет место совместное осуществление процессов, определяющих ползучесть и долговечность, или только параллельный ход обоих процессов.

Нужно, однако, заметить, что соотношение (5) для скорости ползучести V , как и аналогичное выражение (6) для долговечности τ , экспериментально оправдывается не всегда. При малых значениях σ , в особенности для повышенных и высоких температур опыта, наблюдаются отклонения в ходе каждой из величин и непостоянство произведения $V\tau$ (см. рис. 3). Возможно, что указанные отклонения вызываются переходом к другому механизму осуществления деформации — чисто диффузионному (без участия дислокаций, ср. ниже, § 4). Но этот вопрос пока не выяснен.

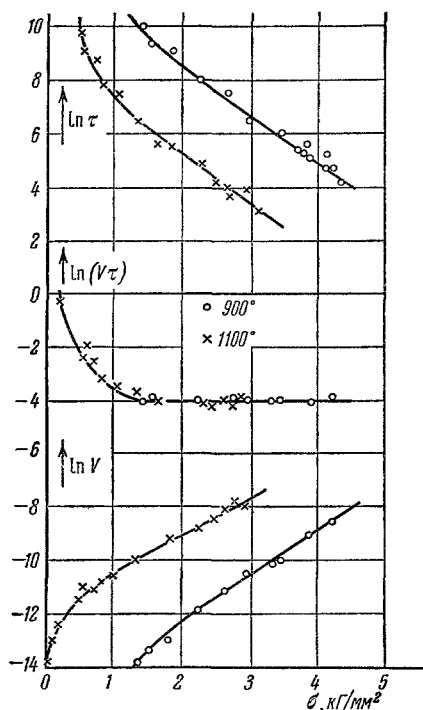


Рис. 3. Зависимость $\ln V$, $\ln \tau$ и $\ln(V\tau)$ от напряжения σ для образцов Ni⁴⁷.

Многokратно была подтверждена также экспоненциальная зависимость скорости установившейся ползучести от обратной величины абсолютной температуры. Во многих случаях⁴⁹ найденные значения энергии активации ползучести совпали с известным из непосредственных измерений кинетики самодиффузии значением энергии активации самодиффузии. В некоторых исследованиях для образцов, по-видимому, сохранивших искажения и неправильности кристаллической решетки, были найдены значения, меньшие чем отвечающие энергии активации самодиффузии⁵⁰. Недавно в работе⁵¹, в которой изучалась ползучесть α -железа при кручении в области температур 630—900°С и в интервале напряжений 40—439 kg/cm^2 , было найдено, что при напряжениях 40—138 kg/cm^2 энергия активации ползучести не зависит от приложенного напряжения и составляет 77,7 $\text{kcal/g}\cdot\text{at}$, т. е. заметно превышает энергию активации самодиффузии (~58 $\text{kcal/g}\cdot\text{at}$). Авторы полагают, что в упомянутом интервале энергия активации равна сумме энергии активации самодиффузии и энергии образования дислокационных порогов (зубцов). При более высоких напряжениях было обнаружено резкое уменьшение энергии активации

до 50 $\text{ккал/г}\cdot\text{ат}$. Этому эффекту авторы объяснения не дают. Аналогичных результатов в других работах не было обнаружено.

Нужно заметить, что к абсолютным значениям опубликованных в разных работах величин энергий активации Q нужно относиться с осторожностью, так как для нахождения истинных значений Q требуется знание температурной зависимости предэкспоненциального множителя, без учета которой определяемые значения Q могут заметно искажаться (ср. ⁵⁸).

Только когда энергия активации определяется по данным опытов, в которых фиксируется изменение скорости установившейся ползучести при быстром (внезапном) сравнительно небольшом изменении температуры (на 20—30°, по Дорну и др. ⁸⁹), указанное обстоятельство не играет роли.

В работе ⁸⁸ детально изучались закономерности ползучести весьма чистой (99,99%) однокристалльной и поликристаллической меди в интервале температур 400—700° С, причем было найдено, что энергия активации установившейся ползучести (определявшаяся согласно ⁸⁹) у однокристалльных образцов составляет 49 $\text{ккал/г}\cdot\text{ат}$, т. е. не отличается от энергии активации самодиффузии. Для поликристаллических образцов получились другие результаты. Описывая зависимость скорости ползучести V от абсолютной температуры T и приложенного напряжения σ формулой $V = V_0(T) \exp[-(Q - \gamma\sigma)/kT]$ (ср. выше, ф-ла (5)), авторы установили, что при каждой температуре получаются два набора констант V_0 , Q и γ : один для напряжений, лежащих ниже некоторого критического значения $\sigma'(T)$, другой для напряжений, превышающих $\sigma'(T)$. При температурах 400—500° С значения энергии активации Q для $\sigma > \sigma'$ и $\sigma < \sigma'$ получились равными соответственно 32 и 28 $\text{ккал/г}\cdot\text{ат}$, что близко к величине энергии активации м и г р а ц и и вакансий. Авторы считают, что у поликристаллических образцов переползание дислокаций ускорено в связи с перемещением вакансий вдоль дислокаций от границ зерен к зубцам, причем этот процесс и определяет кинетику переползания.

Надо, однако, отметить, что по данным работы ⁸⁹ при 700° С и для поликристаллических образцов Cu экспериментально получилась величина энергии активации, равная ~47—48 $\text{ккал/г}\cdot\text{ат}$ и что поликристаллические образцы в этой работе подвергались предварительному отжигу после механической обработки при 650° С на протяжении 30 минут (однокристалльные образцы, естественно, механической обработке не подвергались). Поэтому не исключено, что заниженные значения Q у поликристаллов при 400—500° могут быть частично связаны с влиянием наклепа, не устраненным при сравнительно низкотемпературном отжиге.

В работе ⁸⁸ определялась также энергия активации не у с т а н о в и в ш е й с я ползучести, которая оказалась и у п о л и к р и с т а л л и ч е с к и х образцов равной 49 $\text{ккал/г}\cdot\text{ат}$, т. е. совпадающей с энергией активации самодиффузии.

Для толкования разных стадий изотермической ползучести (неустановившейся и установившейся с $\sigma < \sigma'$ и $\sigma > \sigma'$) в работе ⁸⁸ привлечены соображения об участии разных дислокаций (краевых и винтовых), обладающих зубцами, в осуществлении ползучести на разных стадиях и о различии эффективных препятствий, останавливающих дислокации на каждой стадии (ломеровские барьеры, дислокационные стенки блоков, границы зерен). Авторы придают принципиальное значение полученной экспоненциальной зависимости V от σ и считают, что степенной закон, фигурирующий в теории Виртмана, не отвечает действительности. В пользу такого заключения приводится ряд косвенных аргументов, из которых основным является следующий. При описании изотерм ползучести $V = V(\sigma)$, полученных авторами для Cu в интервале температур 400—700° С с помощью уравнения Виртмана, значения показателя степени n получаются

нецелочисленными и непостоянными, варьируя от 3 до 6, чему, по мнению авторов, трудно приписать какой-либо физический смысл. Надо, однако, заметить, что при использовании экспоненциальной формулы (5) величина γ получилась у авторов⁸⁸ непостоянной, зависящей от температуры по закону: $\gamma = \gamma_0 \exp(-E/kT)$, где для E найдено $E = 7,0 \text{ ккал/г.ат}$, что дает изменение γ примерно на $1^{1/2}$ порядка в исследованном температурном интервале.

Экспоненциальная зависимость $V = V(\sigma)$ при установившейся ползучести, по мнению авторов⁸⁸, вполне совместима с механизмом осуществления процесса путем переползания дислокаций. Рассматривая иную модель осуществления ползучести, в которой препятствиями останавливаются зубцы на дислокациях, так что для преодоления препятствий требуется переползание зубцов, авторы с помощью полукачественных оценок приходят к формуле для V , в которой зависимость от σ является экспоненциальной, а получающиеся параметры имеют разумное значение.

Хотя в настоящее время имеется еще недостаточное количество экспериментальных данных по исследованию установившейся ползучести (весьма мало данных по сплавам, во многих работах не выяснена связь наблюдаемых закономерностей и определяемых констант с исходным состоянием образцов и т. д.), можно полагать, что этот процесс при средних температурах действительно определяется переползанием дислокаций. Для уточнения деталей явления требуется совершенствование и развитие теории и расширение объема экспериментальных исследований. В первую очередь необходимо тщательное определение характера зависимости $V = V(\sigma)$, отвечающей полной совокупности фактов. Далее, весьма важно выяснить происхождение наблюдаемого на опыте разброса величин Q и n (при описании V степенной функцией от σ) или γ (при использовании для описания экспоненциальной функции). Представляется, что полное и корректное решение задачи невозможно без учета влияния предыстории образца (наклеп, отжиг и т. п.) на кинетику ползучести при разных температурах.

III. ДОЛГОВЕЧНОСТЬ ПОД НАГРУЗКОЙ

Быстрое расширение области применения различных конструкционных материалов и использование их для работы в самых разнообразных условиях привело в последние два десятилетия к обнаружению неизвестных ранее закономерностей разрушения твердых тел. Одним из важнейших результатов*) является установление зависимости предела прочности от времени действия приложенной нагрузки, т. е. выяснение того факта, что при каждой приложенной нагрузке тела обнаруживают определенную «долговечность» (время сохранения в неразрушенном состоянии). Количественные соотношения, определявшиеся в различных зарубежных⁵² и отечественных работах, были широко исследованы С. Н. Журковым с сотрудниками^{53, 54}. Согласно⁵⁴ долговечность под нагрузкой τ для самых разнообразных материалов (металлы, сплавы, пластмассы и др.) зависит от приложенного напряжения σ и абсолютной температуры T по одному и тому же закону

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \gamma\sigma}{kT}\right), \quad (6)$$

где константы τ_0 , U_0 и γ согласно⁵⁴ могут быть истолкованы так: U_0 — энергия активации развивающегося с течением времени под нагрузкой локального процесса, подготавливающего разрушение, γ — «активацион-

*) Другие эффекты, касающиеся рассматриваемых здесь вопросов, см. в работе⁸⁰).

ный объем», а τ_0 , по данным ⁵⁴, есть постоянная порядка 10^{-11} — 10^{-12} сек, близкая к периоду тепловых колебаний атомов в твердых телах. При обработке экспериментальных данных по формуле (6) для U_0 получались значения, превышающие примерно на 30% энергию активации самодиффузии и достигающие величины скрытой теплоты испарения.

Заметим, что формула (6) включает как частный случай и «мгновенное» разрушение тела при достижении критического напряжения. При $T \rightarrow 0$ для τ получаются значения $+\infty$, когда $\sigma < U_0/\gamma$, и 0, если $\sigma > U_0/\gamma$. Таким образом, значение $\sigma = \sigma_1 = U_0/\gamma$ является критическим (для $T \rightarrow 0$). При $\sigma < \sigma_1$ тело будет существовать неопределенно долго в неразрушенном состоянии; при $\sigma > \sigma_1$ — мгновенно разрушится. С другой стороны, формула (6) является не вполне последовательной, так как для $\sigma = 0$ (и $T \neq 0$) она приводит к конечному значению долговечности, что означает самопроизвольное разрушение тела, на которое не действуют внешние силы.

Прямыми опытами было показано, что если к телу приложить напряжение σ на протяжении отрезка времени τ_1 , меньшего, чем величина долговечности τ , затем снять приложенное напряжение и после периода «отдыха» снова приложить напряжение той же величины σ , то разрушение наступает после вторичного нагружения по прошествии времени τ_2 , такого, что $\tau_1 + \tau_2 = \tau$. Это доказывает, что в нагруженном теле развивается некоторый процесс, идущий во времени и создающий необратимые изменения, накопление которых приводит к разрушению. Нужно, однако, заметить, что если в период разгрузки нагреть тело до высоких температур, то, как показывает опыт ⁵⁵, возникшие под нагрузкой изменения снимаются, получается $\tau_1 + \tau_2 > \tau$, а при достаточно длительной выдержке в области высоких температур изменения, возникшие в теле на протяжении первого периода нагружения, полностью снимаются и оказывается $\tau_2 = \tau$.

Вопрос об изменениях, возникших в телах под нагрузкой и приводящих к разрушению, представляет большой принципиальный интерес. Уже структура формулы (6), содержащей экспоненциальный множитель вида $\exp(U_0/kT)$, показывает, что возникающие изменения осуществляются с помощью тепловых флуктуаций. Если исходить из того, что разрушение тела обусловлено разрастанием трещин *) так называемого «критического» размера (по Гриффитсу), т. е. таких трещин, рост которых приводит к понижению упругой энергии системы, более быстрому, чем одновременно возникающее повышение поверхностной энергии, то естественно предположить, что процесс, идущий в нагруженном теле, сводится к подрастанию имеющихся или возникающих малых трещин до размеров, являющихся «критическими» при данном напряжении **).

*) Разрушение путем разрастания трещин соответствует так называемому локально хрупкому разрыву, хотя бы оно и сопровождалось пластической деформацией вблизи места разрыва. Известны и другие формы разрушения у металлов и сплавов, в частности, возникновение волокнистой структуры на поверхности разрыва, где разделение двух частей тела происходит путем сильного локального удлинения отдельных волокон материала в результате большой местной пластической деформации. Здесь разрыв каждого волокна получается в связи с местным сильным удлинением, влекущим уменьшение сечения до нуля, подобно тому как происходит разрыв очень вязких жидких нитей. Волокнистая структура поверхности разрыва соответствует «вязкому» разрушению ⁵⁶, которое ниже не рассматривается.

**) Разрастание макроскопических трещин сопровождается иногда пластической деформацией в слое некоторой толщины (меньшей, чем длина трещины), прилегающем к поверхности трещины. В этом случае, помимо увеличения поверхностной энергии, затрачивается еще работа на осуществление пластической деформации, в связи с чем «критические» размеры трещины зависят от напряжения по формуле ⁸² (см. также ³⁶): $\sigma \sqrt{\lambda} \cong \sqrt{E p}$, где p — удельная работа пластической деформации, если $p \gg \alpha$. Если же величиной α нельзя пренебречь по сравнению с p , справедлива формула ⁸³ $\sigma \sqrt{\lambda} \cong \sqrt{E(p + \alpha)}$.

Механизм подрастания трещин может быть различным при разных температурах, даже если процесс подрастания всегда осуществляется с помощью тепловых флуктуаций. При высоких температурах механизм может быть чисто диффузионным, а при средних может происходить и путем термически активированного движения дислокаций. Модель чисто диффузионного механизма подрастания трещин разрабатывалась в работах ⁵⁷. Здесь принималось, что маленькие зародышевые трещины (помимо обусловленных неоднородностью или несовершенством материала) могут возникать в результате скопления вакансий и раскрываться под действием приложенного напряжения, причем на краях у них возникнут значительные перенапряжения, что существенно снижает энергию активации, требующуюся для присоединения новых вакансий к такой трещинке. Благодаря этому рост трещинки может происходить с заметной скоростью даже при не очень высоких температурах. Обратный процесс диффузионного зарастания трещины у разгруженного тела не будет иметь места при тех же температурах, так как понижение энергии активации, обусловленное перенапряжением, снимается.

Скопление вакансий в плоские слои, перпендикулярные к направлению растяжения (образование и подрастание трещин) у растянутого тела, уменьшает упругую энергию и не требует затраты работы на повышение поверхностной энергии, так как разрыв «связей» между атомами, лежащими на поверхности трещины, произведен уже при образовании вакансий. Поэтому такой процесс должен идти «самопроизвольно». В некоторых условиях можно экспериментально наблюдать развитие этого процесса.

Так (работа ⁷⁸), в электролитических пленках металлов, которые обладают весьма несовершенной структурой и пониженной плотностью, при нагревании имеют место процессы «залечивания» кристаллической решетки. Возникают участки с правильной кристаллической структурой. Путем наблюдения малоуглового рассеяния рентгеновских лучей удается установить, что наряду с этим возникает «субмикropористость». Избыточные вакансии, выделяющиеся при залечивании решетки, объединяясь, выпадают в форме «субмикropор». При повышении температуры величина субмикropористости сначала увеличивается, достигает максимума, а затем уменьшается, спадая практически до нуля (в результате спекания, т. е. удаления пор путем диффузии). Это соответствует приближению к термодинамически равновесному состоянию тела. Однако процессы при нагревании тела развиваются совершенно иначе, когда тело подвергнуто растяжению. Субмикropористость не только не уменьшается при нагревании до высоких температур, но, наоборот, резко увеличивается и в тем большей степени, чем выше приложенное напряжение. У растянутого тела более близким к равновесному является состояние с порами, по форме близкими к трещинкам. После отжига под нагрузкой при высоких температурах развивающиеся трещинки достигают такой величины, что их можно видеть в микроскоп.

Таким образом, под нагрузкой в теле «самопроизвольно» развиваются процессы образования и подрастания трещин; значит, в условиях нагружения это приводит к состоянию, более близкому к равновесию, чем в отсутствие трещин.

Конечно, непосредственное наблюдение указанного эффекта удастся только у таких специальных объектов, как электролитические пленки металлов, благодаря большому избытку вакансий, возникающих у этих объектов при нагревании до высоких температур. Но нет сомнения, что подобные же процессы идут и в обычных литых металлах и сплавах, обуславливая возникновение трещин «критического» размера.

Учитывая, что действующее среднее напряжение на краях трещины увеличено \sim в λ/δ раз (λ — длина трещины, δ — линейный атомный размер), а $\lambda = \delta\sqrt{n}$, где n — число вакансий, объединением которых получена трещина, можно оценить понижение энергии активации, требующейся для перехода близлежащей вакансии и присоединения ее к трещине. Оно составит $\sigma\delta^3\sqrt{n}$. Кроме того, следует принять во внимание, что присоединение вакансии к трещине означает переход атома, лежащего на краю трещины в глубь тела, и уменьшение упругой энергии элемента объема, занимаемого этим атомом, на величину, составляющую, как показывает подсчет⁵⁷, $\sigma^2\sigma^3/2E$, где E — модуль упругости; при обратном переходе энергия системы, наоборот, возросла бы на ту же величину. Элементарный расчет кинетики роста трещины, осуществляющегося чисто диффузионным путем, с учетом сделанных замечаний, приводит⁵⁷ к формуле для τ следующего вида:

$$\tau = C \frac{(kT)^2 E}{\sigma^3 \delta^4 D} \exp\left(-\frac{\sigma \delta^3 \sqrt{n_0}}{kT}\right), \quad (7)$$

в которой C — численная константа порядка единицы, $D = D_0 \exp(-U_0/kT)$, где U_0 — энергия активации самодиффузии, и n_0 — число вакансий, образующих начальную зародышевую трещину; формула (7) отличается от формулы (6) наличием предэкспоненциального множителя, обращающего τ в ∞ при $\sigma=0$ и для $T \neq 0$. Кроме того, предэкспоненциальный множитель содержит $(kT)^2$. Поэтому при обработке экспериментальных данных (для широкого интервала температур) с помощью формулы (7) получаются другие значения энергии активации процесса разрушения, отличающиеся от найденных в⁵⁴ при использовании для обработки данных формулы (6). Именно, было найдено⁵⁸, что имеющиеся результаты измерений, в том числе и выполненные в работах^{53, 54}, могут быть описаны, как соответствующие значениям энергии активации, практически не отличающимся от величин энергии активации самодиффузии. Для n_0 при этом были получены значения порядка 10^3 , что соответствует зародышевым трещинам начальных линейных размеров $\sim 10^{-6}$ см.

В последнее время появились работы, в которых возникновение и подрастание трещин в нагруженных телах рассматривается с точки зрения теории дислокаций. Детали термически активированного процесса в большинстве этих работ не рассматриваются. Наличие термической активации учитывается чисто формально, присоединением экспоненциального множителя $\exp(-U_0/kT)$. Исходным пунктом указанных работ является положение, что без участия дислокационного механизма трещинки в твердых телах не могут существовать устойчиво. Если трещинка и возникнет, она должна самопроизвольно захлопнуться с образованием призматической дислокации, поскольку упругая энергия дислокации будет меньше, чем поверхностная энергия трещины. По оценке работы⁷⁵ тонкая плоская трещина, стабильно существующая в пластичном кристалле, может достигать линейных размеров 10^{-7} — 10^{-6} см и только в особых случаях — 10^{-5} см. Нужно заметить, что эта и подобные оценки относятся к идеальному кристаллу, в котором нет никаких нарушений, кроме рассматриваемой трещины или призматической дислокации, образующейся при ее захлопывании. Нетрудно видеть, что при наличии вблизи трещины каких-либо «неправильностей», например, скопления атомов в междоузлиях или других краевых дислокаций, повышение упругой энергии системы при захлопывании трещинки может явиться значительно большим, чем это принимается в указанном расчете, так что линейный размер стабильной

трещины окажется существенно увеличенным*). В сущности, все дислокационные схемы возникновения и роста трещин используют в той или иной форме представления о наличии некоторого комплекса дислокаций, приводящего к возникновению и устойчивому росту трещины. Исходной при этом часто является модель Стро³⁶, показавшего, что когда ряд параллельных дислокаций останавливается препятствием, и образуется скопление дислокаций, то вблизи головной дислокации скопления возникают очень большие перенапряжения, могущие вызвать возникновение и распространение трещины на некоторый отрезок со скоростью звука. Слабым

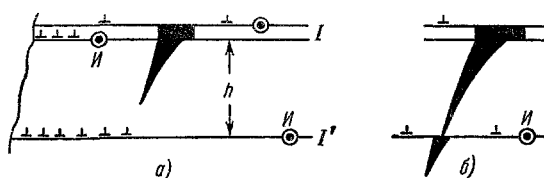


Рис. 4. Распространение трещины по⁵⁹.

местом данной модели является трудность указать конкретные препятствия, останавливающие головную дислокацию и способные выдержать действующие на них весьма большие перенапряжения (за исключением, может быть, частного случая, когда препятствием является граница зерна).

В работе⁵⁹ схематически рассмотрен основанный на подобной модели механизм бездиффузионного подрастания трещин, сопровождаемого заметной пластической деформацией (рис. 4). Здесь предполагается, что скопившиеся дислокации уходят в открывшуюся трещину, после чего блокирующее напряжение на источнике дислокаций, питающем данную плоскость скольжения, падает, и источник испускает новые дислокации. Принимается также, что, поскольку устье и вершина трещины находятся под растягивающим напряжением, становится возможным и флуктуационный рост трещины. Учитывается, что рост трещины может идти скачкообразно. При каждом скачке в плоскости скольжения, питающей трещины дислокациями, происходит перераспределение напряжений и в трещину входят новые дислокации. Когда вершина трещины достигает следующей плоскости скольжения (см. рис. 4), она попадает в сжатую область кристалла и рост трещины замедляется. Предполагается, что возможен скачкообразный переход вершины трещины через следующую плоскость скольжения, после чего распространение трещины в растянутой области кристалла облегчается, а часть трещины с другой стороны плоскости скольжения захлопывается. При этом на второй плоскости скольжения создается такое же положение, как на первой плоскости в момент раскрытия трещины, и процесс продолжается. Прорастающая через кристалл трещина оставляет след в виде расклиненных трещинок, чередующихся с участками сплошного материала, что создает ослабленное сечение кристалла. Так как во время распространения трещины освобождаются заблокированные источники дислокаций, начинающие испускать новые дислокации, то процесс роста трещины должен сопровождаться пластической деформацией материала. Количественная оценка, приведенная в⁵⁹, показывает, что в этой модели величина произведения долговечности под нагрузкой τ и скорости деформации V является постоянной, причем значение константы $V\tau = 10^{-1}$, в согласии с некоторыми экспериментальными данными для

*) Кроме того, следует учесть, что на начальной стадии захлопывания трещины полная энергия кристалла будет не уменьшаться, а возрастать, так как поверхностная энергия практически не изменится, а упругая возрастет. Это означает, что два состояния тела — с захлопнутой и незахлопнутой трещиной — отделены потенциальным барьером, который еще возрастает, когда к телу приложены растягивающие напряжения.

металлов⁵⁴. Что касается каждой из величин, то принимается, что, например, $V = l'v_0 \exp\left(-\frac{U_0 - \gamma\sigma}{kT}\right)$, где v_0 — частота колебаний решетки, а l' — среднее расстояние между препятствиями, прорыв которых определяет скорость распространения трещины. Хотя рассматривается термически активированный процесс, вопрос о возможной величине U_0 обходится, и для оценок принимаются завышенные значения U_0 , найденные в работе⁵⁴ без учета предэкспоненциального множителя.

Несколько иные, предполагающие дислокационный механизм, оценки, в которых учитывается энергетическая выгода раскрытия трещины, развиты в работе⁶⁰. Здесь рассматриваются поликристаллические образцы и принимается, что имеет место концентрация напряжений в прослойках между зернами толщины $l \sim 10^{-6}$ см, причем имеется в виду случай, когда размер зерен $d \gg l$. После релаксации напряжений, в результате скольжения и концентрации упругой энергии в прослойке, в последней возникают повышенные напряжения $\sigma_1 = \sigma \sqrt{\frac{d}{l}}$. Показывается, что раскрытие трещины энергетически выгодно только при $\sigma > E \left(\frac{\delta}{d}\right)^{3/4}$, где E — модуль упругости*). Если $\sigma > E \sqrt{\frac{\delta}{d}}$, напряжение в устье трещины превышает теоретическую прочность и развитие трещины в идеально упругом теле должно происходить со скоростью звука. Когда же σ лежит в пределах: $E \left(\frac{\delta}{d}\right)^{3/4} < \sigma < E \left(\frac{\delta}{d}\right)^{1/2}$, возможен флуктуационный рост трещины с малой скоростью. Рост трещины при этом энергетически выгоден, но так как напряжение ниже критического, то необходимы тепловые флуктуации для осуществления роста. В данной работе рост трещины рассматривается как обусловленный перенапряжениями и осуществляемый с помощью тепловых флуктуаций последовательный локальный разрыв связей между атомами или отрыв атомов друг от друга, при котором преодолевается «теоретическая» прочность. Для величины долговечности под нагрузкой получена формула

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \gamma\sigma}{kT}\right), \quad (8)$$

что принимается как согласующееся с экспериментальными результатами^{53, 54}. Однако в работе⁶⁰ игнорируется, что для τ_0 при расчете получилось значение

$$\tau_0 = \frac{2}{v_0} \left(\frac{kT}{\sigma\delta^3}\right)^2 e^{-\beta}, \quad (8a)$$

где β — константа, а v_0 — период колебаний решетки, т. е. что предэкспоненциальный множитель содержит $(kT)^2$. Энергия активации процесса разрушения, если ее определять по опытным данным с помощью формул (8) и (8a), уже не будет совпадать со скрытой теплотой испарения, как это найдено в^{53, 54}. Положительным результатом работы⁶⁰ является установленная здесь зависимость γ от d . Именно, получено $\gamma = \delta^3 \sqrt{\frac{d}{\delta}}$, т. е. $\gamma \sim \sqrt{d}$, что подтверждается экспериментальными данными, полученными при исследовании долговечности у металлов и сплавов с разной величиной зерна⁶¹. Этот результат в данном расчете, по-видимому, является следствием предположения о концентрации напряжений в прослойках. Аналогичное соотношение между пределом прочности (при кратковременных

*) Принимается оценочное значение поверхностного натяжения $\alpha \sim E\delta$.

статических испытаниях) и размером зерна следует из модели Стро (в предположении, что скопления дислокаций останавливаются границами зерен) и подтверждается на опыте (ср. ^{80, 84}). Заметим, что в работе ⁶⁰ не рассматривается конкретный дислокационный механизм возникновения перенапряжений и форма осуществления тепловой флуктуации. Не дается сравнительная оценка величины энергии активации для предполагаемого и других флуктуационных процессов. Между тем, при развитии трещины путем отрыва связей между атомами разрушается только малая часть связей каждого атома с его соседями и следовало бы ожидать, что энергия активации должна быть существенно меньше величины скрытой теплоты испарения на атом, соответствующей разрыву всех связей. В указанном случае энергия активации не должна совпадать также с энергией активации самодиффузии.

Область температур и напряжений, в которой может быть справедлив механизм разрушения, отвечающий расчету ⁶⁰, нуждается еще в уточнении. То же относится и к другим указанным выше механизмам разрушения.

Хотя нет сомнений, что при пониженных температурах образование и подрастание трещин происходит с помощью некоторого дислокационного механизма (при участии тепловых флуктуаций), выяснение этого механизма нельзя еще считать законченным. Решающим здесь было бы непосредственное, например, электронно-микроскопическое наблюдение возникающих эффектов взаимодействия дислокаций и образующихся трещин.

В настоящее время уже известен ряд интересных наблюдений, выполненных с помощью оптического микроскопа, где, однако, зафиксировано появление лишь сравнительно крупных трещин.

В работах ⁹⁰⁻⁹² исследовано развитие пор и трещин на границе бикристалла меди, под действием приложенных параллельно границе напряжений сдвига. Обнаружено, что относительная площадь образующихся пор и трещин (по отношению к площади границы) пропорциональна величине деформации скольжения по границе (смещения двух частей бикристалла). Коэффициент пропорциональности не зависит от температуры опыта (в интервале 650—900° С). Авторы полагают, что это наблюдение исключает возможность образования пор и трещин путем конденсации вакансий, и связывают появление пор и трещин с наличием ступенек (порогов) на границе, существующих в исходном состоянии или возникающих в результате пластической деформации в половинках бикристалла (имеется в виду скольжение по кристаллографическим плоскостям, наклоненным к границе). Последнее объяснение предложено в работе ⁹⁴. Однако, поскольку величина «скольжения по границам зерен» зависит, как известно (при данном приложенном напряжении), от обратной абсолютной температуры по экспоненциальному закону*), такая же температурная зависимость получается по результатам работ ⁹¹⁻⁹³ для относительной площади пор и трещин, что само по себе отнюдь не исключает вакансионного механизма. Количественные данные о температурной зависимости величины смещения («скольжения») по границе бикристалла в работах ⁹¹⁻⁹³ не приводятся. Нет также данных о зависимости смещения от взаимной ориентации зерен (половинок) бикристалла. Микроскопическая картина деформации в зернах не исследована.

*) Величина так называемого «скольжения по границам зерен» связана линейной зависимостью с удлинением при ползучести ⁹⁷. Согласно ⁹⁸ смещение зерен относительно друг друга по границе является главным образом следствием неодинаковой деформации зерен по обе стороны границы.

Некоторые существенные микроскопические наблюдения над образованием трещин сделаны для случая деформированных монокристаллов цинка. Так, Гилман обнаружил у Zn появление трещин в плоскостях скольжения (являющихся здесь также плоскостями спайности), что не может быть объяснено действием остановленного линейного скопления дислокаций, так как нормальное напряжение на плоскость скольжения, обусловленное скоплением, равно нулю. Для истолкования этого эффекта была предложена модель, согласно которой трещина образуется при разрыве вертикальной (перпендикулярной к плоскости скольжения) дислокационной стенки, когда часть ее задерживается препятствием (например, границей блока), а другая часть смещается под действием приложенного напряжения.

Выяснению процесса развития трещин в нагруженных телах способствуют наблюдения над поведением тел в присутствии адсорбционно активных сред, уменьшающих величину поверхностного натяжения, что приводит к увеличению размера получающихся трещин. Изучая микроскопически развитие трещин в амальгамированных кристаллах цинка, Рожанский^{94,95} обратил внимание на изгиб плоскостей скольжения, благодаря которому в этих плоскостях под действием остановленного скопления дислокаций легко возникают трещины, образующиеся в самой голове скопления (как и при механизме Гилмана), а не впереди скопления, что должно иметь место для линейного скопления по расчету Стро. По наблюдениям Рожанского, такие трещины, образуясь в близких к параллельным «плоскостях» скольжения, легко объединяются, что и влечет за собой разрушение кристалла. Расчет условий возникновения трещин в плоскости скольжения, когда скольжение развивается по искривленным (изогнутым) плоскостям, приведен в недавно опубликованной работе Инденбома⁹⁶, где рассматриваются также и другие механизмы образования трещин.

В работе⁷⁷ исследовалось появление трещин в разноориентированных амальгамированных кристаллах цинка, растянутых до различной по величине деформации, и сделан вывод, что на начальной стадии трещина образуется под действием деформационных неоднородностей (незавершенных сдвигов или скоплений дислокаций), т. е. основная роль принадлежит приложенному скальвающему напряжению. Когда действующее нормальное напряжение достигает значения, при котором трещина теряет устойчивость и становится способной к росту по механизму Гриффитса, наступает второй этап развития трещины, быстро заканчивающийся разрывом. В данной работе изучались также картины сколов, возникающих при хрупком разрыве амальгамированных монокристаллов цинка. К толкованию наблюдаемых картин привлечены представления о преобладающей роли краевых или винтовых дислокаций в процессе формирования трещины разрушения. Однако полученные заключения не распространены пока на эффекты температурно-скоростной зависимости хрупкого разрушения, как и упомянутые выше результаты других микроскопических исследований.

Что касается макроскопических закономерностей, то основной интерес здесь представляет сравнение с опытом предэкспоненциального множителя в формуле для τ , так как значение экспоненциального выражения формально одинаково при разных моделях и механизмах. Опыт показывает⁴⁷, что для ряда металлов значения $\ln \tau + 3 \ln \sigma$ при средних и высоких температурах линейно зависят от σ (рис. 5), что соответствует диффузионному механизму подрастания трещин. Нужно, впрочем, заметить, что еще совершенно не разработана дислокационная теория долговечности под нагрузкой, учитывающая эффект переползания дислокаций.

Возможно, что и ей отвечает зависимость $\ln(\tau\sigma^3) \sim A\sigma$, наблюдаемая на опыте.

В пользу диффузионного механизма подрастания трещин при средних и высоких температурах свидетельствуют данные об измерении долговечности под нагрузкой у предварительно наклепанных или по иным признакам неравновесных в исходном состоянии (например, электролитических) образцов. Как показывают данные⁶², приведенные на рис. 6, наибольшую долговечность (прочность) обнаруживают при повышенных температурах отожженные образцы, наиболее близкие к состоянию термодинамического равновесия. Прочность (и долговечность) понижены у наклепанных и особенно сильно у электролитических образцов, у которых при средних и высоких температурах, как хорошо известно, ускорены все диффузион-

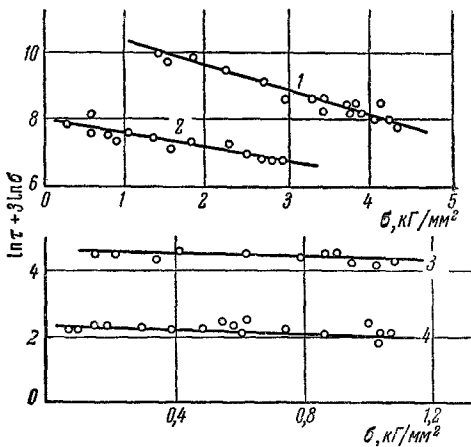


Рис. 5. Зависимость $\ln \tau + 3 \ln \sigma$ от напряжения σ для образцов Cu и Ni⁴⁷. 1—Ni, 900°; 2—Ni, 1100°; 3—Cu, 900°, 4—Cu, 1040°.

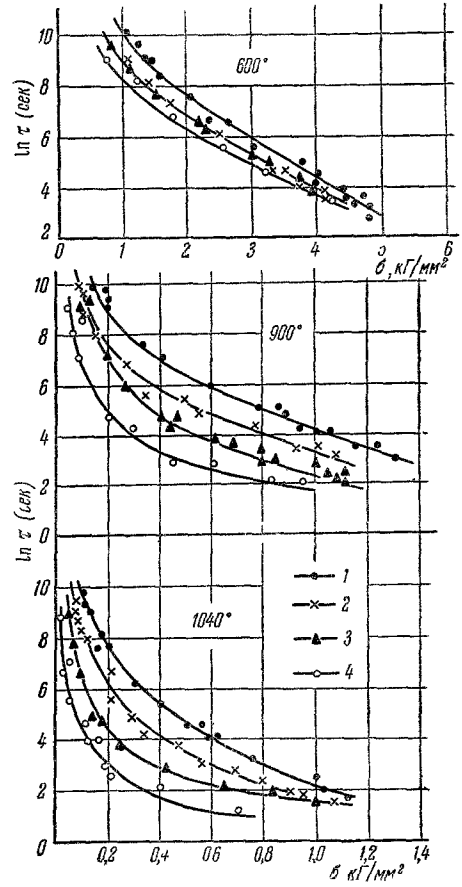


Рис. 6. Зависимость $\ln \tau$ от σ для образцов Cu при различных температурах⁶². 1—Отожженные образцы, 2—деформированные при комнатной температуре на 20%; 3—деформированные на 50%; 4—электролитические образцы

ные процессы благодаря возникновению большого числа избыточных вакансий при «залечивании» решетки. В области температур, где действителен дислокационный механизм «длительного» разрушения, следует, наоборот, ожидать повышения долговечности (и прочности) после наклепа.

IV. ДИФУЗИОННАЯ ПОЛЗУЧЕСТЬ

Впервые Я. И. Френкель⁴² указал на то, что в кристаллических твердых телах при высоких температурах под действием внешних сил может возникать остаточная деформация путем «вязкого течения», подобного течению вязкой жидкости и осуществляющегося в результате последовательных флуктуационных перемещений отдельных атомов, т. е. путем

диффузионного процесса. Эта деформация должна иметь место при любом малом, отличном от нуля, приложенном напряжении, т. е. для нее характерно отсутствие предела текучести, всегда имеющего место для деформации, связанной с перемещением дислокаций. При деформации, осуществляемой путем «вязкого течения», не возникает упрочнение. Деформация должна развиваться с постоянной скоростью V , пропорциональной величине приложенного напряжения: $V = \frac{\sigma}{\eta}$, где η — коэффициент вязкости.

При вязком течении тело может изменить свою форму, но кристаллическая структура его остается неизменной, поэтому поведение его под действием внешних сил должно также сохраняться неизменным, независимо от величины предшествовавшей деформации. Однако сказанное относится только к телам, находящимся в состоянии термодинамического равновесия, или к телам, в которых это равновесие устанавливается весьма быстро. Практически у кристаллических тел, нагреваемых до высоких температур, при которых может возникать вязкое течение, всегда имеется «предыстория», с которой связано наличие тех или иных дефектов кристаллической решетки, что оказывает влияние и на ход процессов вязкого течения. Существенно, что при высоких температурах у кристаллических тел развиваются процессы «залечивания» неравновесных дефектов и приближения к термодинамическому равновесию. Френкель разработал представления о вязком течении применительно к явлению спекания, наблюдаемому при высоких температурах у спрессованных порошков кристаллических тел и осуществляющемуся путем деформации вязкого течения под действием капиллярных сил. Нужно подчеркнуть, что в основе вязкого течения, по Френкелю, лежит диффузионный механизм. Это определяется связью между коэффициентом вязкости и коэффициентом самодиффузии, выражаемой формулой

$$\frac{1}{\eta} = \frac{D\delta^3}{kTL^2}, \quad (9)$$

где L — некоторый характеристический размер тела. Формула (9) является весьма общей и получается из сопоставления дифференциальных уравнений вязкого течения и диффузии, независимо от вида напряженного состояния. В приведенной форме она относится к кристаллическим телам. Аналогичное соотношение имеет место для жидких (аморфных) тел $\frac{1}{\eta} = \frac{D\delta}{kT}$. Оно получается из (9), если положить $L = \delta$.

К сожалению, до последнего времени в литературе, особенно технической⁶³, можно встретиться с большим количеством недоразумений по этому вопросу. Рассматриваются как «независимые» разные «теории спекания», основанные на представлениях об объемной диффузии, миграции вакансий и т. п., которые, по существу, не отличаются от теории спекания Френкеля. При этом объявляется, что наличие большого числа разных теорий спекания обусловлено якобы большой сложностью явления, которое не может быть описано в рамках одной теории. В действительности основной процесс, происходящий при спекании твердых тел, — это диффузионная ползучесть (по Френкелю, вязкое течение). Наблюдаемые у тел, подвергнутых спеканию, сопутствующие явления (рекристаллизация, диффузия по границам зерен, испарение и конденсация из газовой фазы, гетеродиффузия в случае неоднородных систем и др.), как и само спекание, представляют собой процессы приближения системы к термодинамическому равновесию и осуществляются с помощью диффузионного механизма или аналогичных эффектов, обусловленных тепловыми флуктуациями. Не останавливаясь здесь на вопросе о закономерностях спекания, освещение которых можно найти в других источниках⁴⁴, укажем лишь, что

в реальных случаях эти закономерности осложнены отклонениями от термодинамически равновесного состояния кристаллической решетки, имеющими место у крупинок дисперсных порошков, подвергаемых спеканию. Это сказывается, главным образом, на повышенной скорости диффузионных процессов, обусловленной наличием большого числа избыточных вакансий, и на постепенном уменьшении этой скорости по мере приближения к состоянию термодинамического равновесия.

Экспериментальное исследование закономерностей диффузионной ползучести (вязкого течения) путем наблюдения эффекта спекания затруднено в связи с тем, что не-

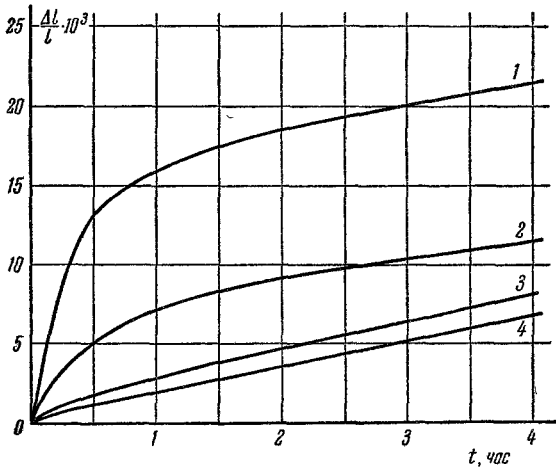


Рис. 7. Кривые ползучести (зависимость удлинения $\Delta l/l$ от времени t) при 1000°C под нагрузкой $\sigma = 10 \text{ Г/мм}^2$ у образцов Си, прошедших предварительный отжиг разной продолжительности θ при 1000°C .
 $1 - \theta = 0$; $2 - \theta = 15 \text{ мин}$; $3 - \theta = 1 \text{ час}$; $4 - \theta = 4 \text{ часа}$ 50.

возможно исключить действие капиллярных сил в процессе нагревания, когда меняется состояние тела (происходит приближение его к равновесию). Поэтому представляют большой интерес опыты, в которых наблюдается вязкое течение тел (литых металлов и сплавов, а также металлокерамических тел) под действием внешних сил. Результаты таких опытов позволили более детально выяснить основные особенности процесса чисто диффузионной ползучести, возникающей при высоких температурах.

Внешние закономерности диффузионной ползучести, например, у поликристаллических металлов, сходны с закономерностями ползучести,

обусловленной движением или переползанием дислокаций. Кривая зависимости скорости ползучести от времени также соответствует в этом случае наличию трех стадий: 1) неустановившейся, затухающей ползучести, 2) установившейся ползучести и 3) ускоренной ползучести, заканчивающейся разрывом. Однако происхождение этих стадий в данном случае сильно отличается от имеющего место при дислокационной ползучести. Так, оказывается, что первая стадия целиком обусловлена исходной неравновесностью образцов. После предварительного высокотемпературного отжига первая стадия полностью исчезает (рис. 7), и ползучесть с момента включения нагрузки осуществляется с постоянной скоростью, которая у предварительно достаточно хорошо отожженных образцов оказывается строго пропорциональной приложенному напряжению, чего и следует ожидать по теории вязкого течения Френкеля. Завышенная и затухающая скорость ползучести на первой стадии у неотожженных образцов явно обусловлена повышенной скоростью диффузионного процесса, вызванной, вероятно, наличием избыточных вакансий, возникающих при «залечивании» дефектов решетки. Можно искусственно вызвать появление «первой стадии» при диффузионной ползучести путем холодного деформирования (наклепа) у хорошо отожженных образцов (рис. 8). Интересно отметить, что по отношению к влиянию наклепа и отжига ползучести диффузионная и дислокационная обнаруживают противоположные эффекты. После наклепа дислокационная ползучесть оказывается

на первой стадии уменьшенной, а диффузионная увеличенной⁶⁴; наоборот, после отжига дислокационная ползучесть на первой стадии усиливается, а диффузионная, как уже отмечалось, исчезает.

Процессы, вызывающие увеличение концентрации вакансий (против равновесной), неизменно влекут ускорение диффузионной ползучести, особенно значительное на первой стадии. Так, в неоднородной системе, состоящей из зерен взаимно диффундирующих металлов (например, спрессованные смеси порошков металлов Ni и Cu), где при нагреве возникает неодинаковая парциальная гетеродиффузия, сопровождаемая появлением значительного количества избыточных вакансий, наблюдается очень резко выраженная первая стадия диффузионной ползучести⁵⁰.

Следует отметить, что у неравновесных по нескольким различным признакам кристаллических тел, в частности, у обладающих искажениями кристаллической решетки, неоднородностью состава, пористостью и т. п. металлов и сплавов, к которым приложены внешние силы, идут при высоких температурах различные диффузионные процессы приближения к термодинамическому равновесию, осуществляющиеся с помощью одного и того же «вакансионного» механизма. В связи с этим скорость указанных процессов зависит от одновременного осуществления других сопутствующих процессов. В частности, наблюдается явление ускоренного «восстановления под нагрузкой». В условиях протекающей ползучести быстрее замедляются процессы спекания, гетеродиффузии и др., в связи с тем, что быстрее удаляются избыточные вакансии, принимающие участие в осуществлении процесса ползучести⁶⁵.

Таким образом, экспериментальные исследования диффузионной ползучести при высоких температурах позволяют установить ряд «неравновесных» эффектов, оказывающих влияние на поведение тел, и выяснить изменение условий приближения системы к равновесному состоянию, когда в ней осуществляются эффекты вязкого течения.

Нужно заметить, что пока не достигнуто полностью равновесное состояние системы, наблюдаемые закономерности ползучести (вязкого течения) отличаются от ожидаемых. Так, у не вполне равновесных образцов скорость установившейся ползучести пропорциональна σ^k , причем $k > 1$, $k \sim 1,3-1,5$; лишь в случае хорошо отожженных образцов имеет место значение $k=1$. Вычисляемое по данным о величине η значение коэффициента самодиффузии $D = D_0 \exp(-U_0/kT)$ также оказывается завышенным, причем величина U_0 — энергии активации — получается

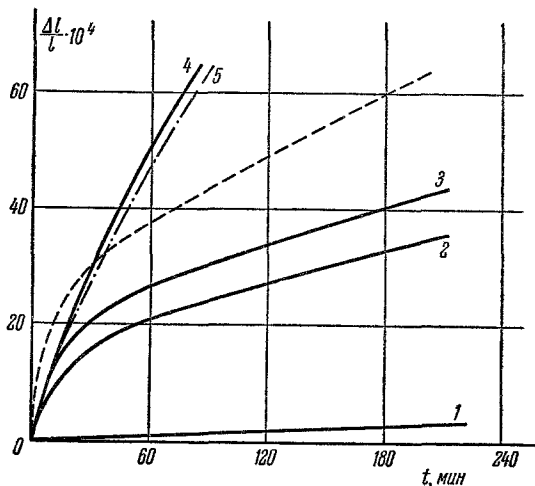


Рис. 8. Зависимость $\Delta l/l$ от времени испытания t при ползучести у образцов Fe^{84} .

1 — При 900°C после предварительного нагрева до 1250°C ; 2 — при 900°C после предварительного нагрева до 1250°C + деформация при комнатной температуре на 2%; 3 — при 900°C после предварительного нагрева до 1250°C + деформация при комнатной температуре на 10%; 4 — при 1200°C после предварительного нагрева до 1250°C + деформация при комнатной температуре на 10%; 5 — при 1200°C после предварительного нагрева до 1250°C . Пунктиром показана кривая ползучести для образца испытанного при 900°C без предварительного отжига
— всюду $\sigma = 100 \text{ Г/мм}^2$.

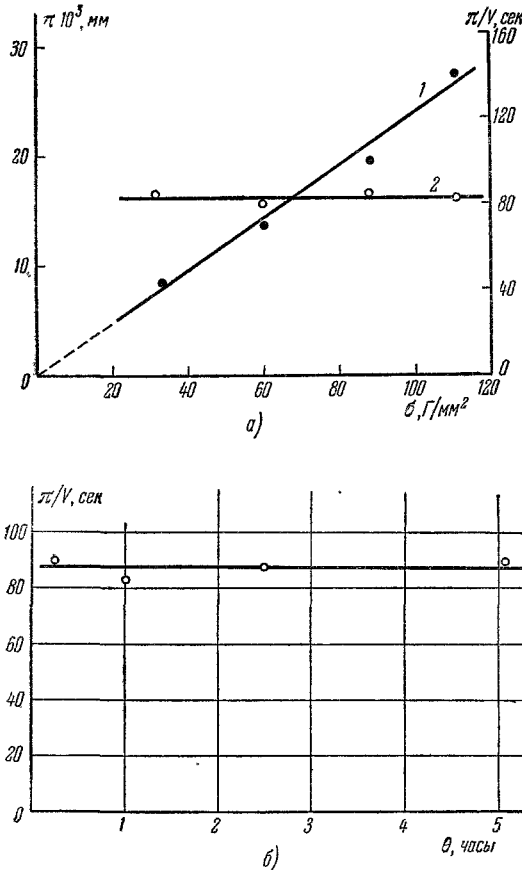
заниженной и лишь для весьма хорошо отожженных образцов U_0 достигает значения, соответствующего определяемому непосредственно в опытах по самодиффузии^{50, 64}.

Помимо неравновесных эффектов, которыми отличается ползучесть кристаллических тел от наблюдаемой у аморфных (жидких) тел, необходимо отметить еще одно явление, специфическое для деформации диффузионной ползучести у кристаллов. Это явление так называемого «последствия».

При снятии нагрузки у образца, подвергнутого ползучести при высоких температурах, наблюдается⁶⁶ деформация обратного знака некоторой величины π , зависящей от напряжения и температуры, при которых осуществлялась ползучесть. Закономерности, обнаруживаемые для величины деформации последствия π , следующие. При данной температуре величина π пропорциональна скорости, предшествовавшей ползучести, независимо от того, изменялась ли скорость ползучести в результате приложения напряжения разной величины или в связи с проведением предварительного отжига, приближавшего образцы к состоянию термодинамического равновесия, в опытах, когда величина приложенного напряжения сохранялась постоянной (рис. 9, а и б). Если приложенное напряжение сохраняется постоянным и меняется температура образца (а с ней, конечно, и скорость ползучести, растущая при повышении температуры), то наблюдаемая величина последствия оказывается уменьшающейся при повышении температуры (стремится к нулю в точке плавления; рис. 10).

Рис. 9. а) Зависимость величины последствия π (1) и отношения π/V (V —скорость ползучести) от напряжения σ у образцов Си, испытывавшихся при 850°C при четырех значениях приложенного напряжения: 32, 61, 89 и 111 Г/мм^2 ⁶⁶. б) Отношение π/V у образцов Си в зависимости от времени θ предварительного отжига при 1040°C (температура испытания 850°C , $\sigma=30\text{ Г/мм}^2$)⁶⁶.

Если подобрать при изменении температуры величину приложенного напряжения так, чтобы сохранить скорость ползучести, то наблюдается величина деформации последствия π , пропорциональная приложенному напряжению (рис. 11). Отношение величины деформации последствия π к величине деформации ползучести Δl стремится к единице при $\Delta l \rightarrow 0$ и затем спадает, сначала весьма быстро, а затем более медленно (рис. 12). Эти закономерности согласуются с толкованием диффузионного механизма ползучести при однородном напряженном состоянии⁶⁸, согласно которому удлинение тела после деформации ползучести при растяжении проис-



ходит путем постепенного диффузионного заполнения атомами дополнительных атомных плоскостей, расположенных между основными плоскостями кристалла, перпендикулярными к направлению растяжения. Дополнительные плоскости застраиваются за счет атомов, уходящих с боковых

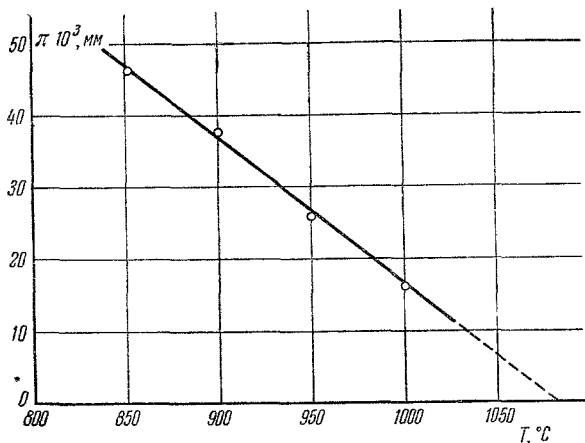


Рис. 10. Температурная зависимость величины π последних образцов Cu ($\sigma=30$ Г/мм², температура испытания 850, 900, 950 и 1000° С)⁶⁶.

поверхностей образца. На начальной стадии удлинения ползучести вначале под действием приложенного напряжения возникают двумерные зародыши новых плоскостей, являющиеся в большинстве своем весьма

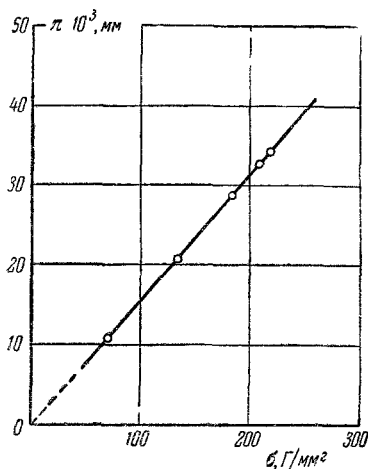


Рис. 11 Зависимость π при разных температурах (в случае $V = \text{const}$) от напряжения σ (Cu)⁶⁶

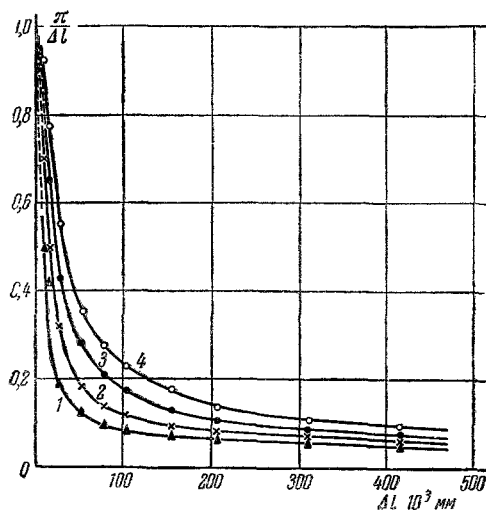


Рис. 12. Зависимость отношения $\pi/\Delta l$ от величины деформации ползучести при постоянной температуре (900° С) для разных значений приложенного напряжения 1 — 25, 2 — 50, 3 — 100, 4 — 150 Г/мм²⁶⁶.

неустойчивыми. Достаточно снятия приложенного напряжения, чтобы вызвать осуществляющееся диффузионным путем «рассасывание» этих зародышей. При значительном развитии удлинения ползучести доля таких зародышей сначала резко, а потом более постепенно, уменьшается.

Зародыши, достигшие макроскопического размера, т. е. выросшие до величины участков, площадь которых того же порядка, что и площадь

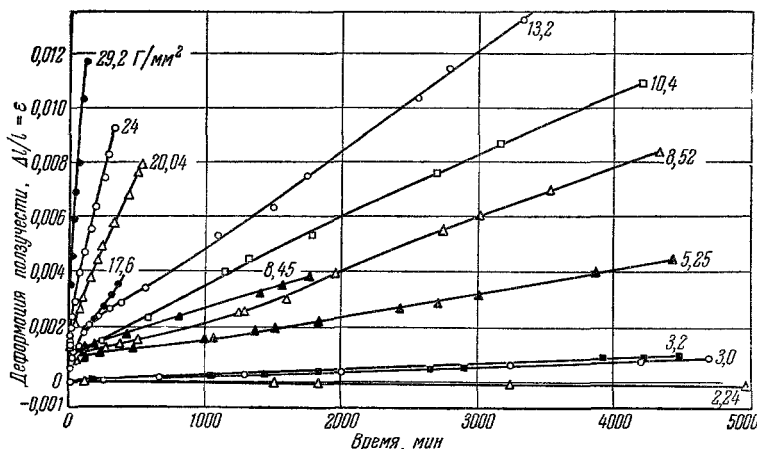


Рис. 13. Кривые ползучести Al высокой чистоты при 920° К (647° С) под действием приложенных напряжений от 2,24 до 28,5 Г/мм² ⁶⁷.

сечения зерна, будут сохраняться и после снятия нагрузки. Однако под действием приложенной нагрузки все время возникают новые малоустойчивые зародыши, «рассасывание» которых при разгрузке и обуславливает эффект последствия.

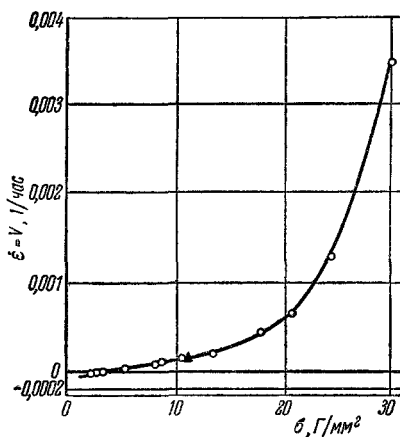


Рис. 14. Зависимость скорости ползучести V от приложенного напряжения σ у Al высокой чистоты при 647° С ⁶⁷.

Значительный интерес представляет экспериментальное изучение ползучести при высоких температурах у монокристаллов или крупнокристаллических тел, где легче непосредственно наблюдать структурные изменения, сопровождающие деформацию. Подобных исследований пока немного. В работе ⁶⁷ изучалась ползучесть при растяжении крупнокристаллических образцов алюминия (плоские ленты толщиной 2,5 мм), имевших средний размер зерна (в плоскости ленты) $\sim 3,3$ мкм. Опыты велись при предплавленных температурах (920° К—647° С); приложенное напряжение менялось от 2,24 до 28,5 Г/мм² (2,8—36,55 ф/дм²). Наблюдалась почти постоянная скорость ползучести при каждом из приложенных на-

пряжений (рис. 13). При самых низких приложенных напряжениях имело место не удлинение, а наоборот, сжатие образца, что объясняется действием сил поверхностного натяжения, под влиянием которых образец имеет тенденцию стать изомерным, причем длина его сокращается. Опыты велись на воздухе и образец был покрыт тонкой окисной пленкой, так что эффект обуславливался поверхностным натяжением Al_2O_3 и межфазным поверхностным натяжением на границе Al— Al_2O_3 . Зависимость скорости ползучести V от приложенного напряжения показана на рис. 14. $V > 0$, начиная от напряжения 3,2 Г/мм². До напряжения величины 10,4 Г/мм² получи-

лась линейная связь между V и величиной приложенного напряжения σ . При более высоких напряжениях V растет примерно пропорционально четвертой степени σ . Путем наблюдения изменения скорости ползучести при внезапном повышении температуры была определена энергия активации процесса, оказавшаяся равной $U_0 = 35,5$ ккал/г·моль, т. е. совпавшая с энергией активации самодиффузии у алюминия. Величина U_0 оказалась не зависящей от приложенного напряжения. Рентгенографически было показано, что после деформации под напряжением 8 Г/мм² при температуре 647°C не возникает какого-либо «астеризма» пятен лауэграммы, т. е. не возникает рентгенографически заметных структурных изменений после деформации. В связи с окислением поверхности не удалось наблюдать микроскопически следов скольжения. Сравнивая наблюдаемую скорость ползучести при малых напряжениях ($\sigma < 10,4$ Г/мм²) с рассчитанной по формуле, отвечающей модели Херринга,

$$V = \frac{10}{3} \left(\frac{4\pi}{3L^3} \right)^{2/3} \frac{ND\delta^3\sigma}{RT}, \quad (10)$$

где L — линейный размер зерна, R — газовая постоянная, N — число Авогадро, δ^3 — атомный объем и D — коэффициент самодиффузии, авторы установили, что расчетная скорость ползучести примерно на три порядка меньше экспериментальной. Отсюда они сделали заключение, что, несмотря на полученное при низких напряжениях совпадение имеющих место закономерностей с ожидаемыми для вязкого течения, наблюдавшаяся ими при высокой температуре под действием малых напряжений ползучесть имеет другое происхождение и не обусловлена вязким течением. В этом заключении их укрепили контрольные опыты по наблюдению ползучести у монокристалла алюминия при 647°C под напряжением $7,2$ Г/мм², в которых обнаружилась деформация ползучести той же величины, что и у поликристалла, между тем как по теории Херринга⁶⁹ (см. ниже) эффект диффузионной ползучести обусловлен наличием границ зерен и в монокристалле не должен иметь места. В контрольных опытах было установлено также противоречащее теории Херринга равномерное удлинение поликристаллического образца (отсутствие преимущественного удлинения вблизи границ зерен). Наконец, один из аргументов, свидетельствующий, по мнению авторов, против того, что высокотемпературная ползучесть представляет собой вязкое течение, — это наличие «последствия» (деформации обратного знака, возникающей при разгрузке), которое наблюдалось также в их опытах.

Экспериментальные данные, полученные в работе⁶⁷, представляют большой интерес, но толкование их, по-видимому, основано на ряде недоразумений. Прежде всего надо отметить недоразумения, связанные с теорией Херринга. Согласно этой теории диффузионная ползучесть в поликристалле, подвергнутом чистому сдвигу, развивается в связи с изменением химического потенциала атомов на границах зерен под действием приложенного напряжения. Величина этого изменения составляет $\sigma_{\perp}\delta^3$, где δ^3 — атомный объем, а σ_{\perp} — нормальное напряжение, перпендикулярное к границе. На границах, подвергнутых растяжению, химический потенциал уменьшен, на границах, подвергнутых сжатию, — увеличен, в связи с чем первые границы являются «стоками» для атомов, а вторые — «источниками». Наличие источников и стоков на границах зерен приводит к появлению градиентов химического потенциала и диффузионных токов атомов внутри зерен от сжимаемых границ к растягиваемым (рис. 15). В результате размеры зерен в направлениях, в которых имеет место сжатие, должны уменьшаться, а в направлении растяжения увеличиться. Вблизи

растягиваемых границ должны наращиваться новые слои атомов, диффундирующих от сжимаемых границ.

Теория Херринга не является исчерпывающей и во многих отношениях несовершенна. В этой теории пренебрегается межфазной поверхностной энергией на границах зерен, которая может отличаться на разных границах, и не учитывается возможное увеличение этой энергии при изменении формы зерен. Не учитываются эффекты, связанные с неоднородностью потока атомов вдоль поверхности границ и с постепенным наращиванием новых слоев атомов параллельно границам *). Не выяснено, каким условиям должна удовлетворять граница, чтобы она могла быть

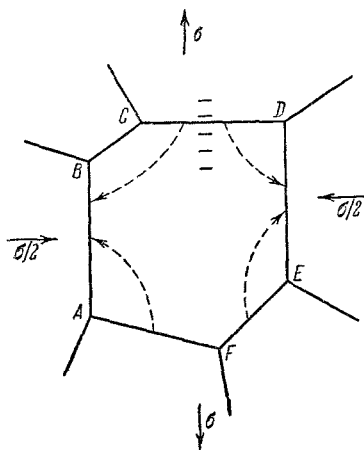


Рис. 15.

«источником» или «стоком» (какой минимальный угол дезориентации соседних зерен для этого необходим). Кроме того, в теории рассматривается только наращивание новых атомных слоев вблизи растягиваемых границ зерен и не учитывается возможность встройки новых атомных плоскостей между основными плоскостями внутри зерен (вдали от границ). Что касается формулы (10), связывающей скорость ползучести с величиной приложенного напряжения σ , то эта формула с точностью до численного коэффициента является справедливой, независимо от принятой конкретной модели осуществления диффузионной ползучести. Она, по существу, не отличается от формулы (9) и получается, на что уже указывалось выше, весьма общим путем — из сопоставления уравнений диффузии с уравнениями вязкого течения. Согласно этой формуле скорость ползучести

монокристалла и поликристаллических образцов в опытах, выполненных в работе ⁶⁷, и должна была получиться одинаковой, так как эта скорость практически определяется некоторым минимальным линейным размером образцов. Таким размером являлась в опытах ⁶⁷ толщина ленты (2,5 мм), которая и у поликристаллических образцов была меньше других линейных размеров зерен ($\sim 3,3$ мм). Заметим, что по смыслу теории Херринга ползучесть может быть связана не только с внутренними, но и внешними границами зерен, так как последние тоже являются «источниками» и «стоками» для атомов. Поэтому приведенное выше заключение отнюдь не противоречит теории Херринга.

Другим источником недоразумений в работе ⁶⁷ был неучет неравновесных состояний, сохраняющихся даже при предплавильных температурах у недостаточно хорошо отожженных образцов. Это сказалось в опытах ⁶⁷ на сохранении некоторого, хотя и небольшого участка неустановившейся ползучести, а также на завышении наблюдаемой скорости ползучести против расчетной. Нужно заметить, что полученное в ⁶⁷ завышение этой скорости очень велико. В ряде других работ (см. например, ⁷⁰) отмечались лишь расхождения в пределах одного порядка величины, что при качественных оценках, даваемых теорией **), не может рассматриваться как существенное противоречие. Отрицательную роль сыграла в работе ⁶⁷ невозможность микроскопического исследования поверхности образцов

*) Эти эффекты обуславливают «последствие».

***) На приближенный характер результатов теории указывает и сам Херринг в работе ⁶⁹.

в связи с окислением, что лишило авторов возможности сопоставить состояние поверхности после деформации при низких напряжениях, соответствующих вязкому течению, и при более высоких напряжениях, когда наблюдаемая зависимость V от σ согласуется с ожидаемой по Виртману при осуществлении механизма переползания дислокаций.

В работе⁷¹, где выполнялось исследование структурных изменений после ползучести у монокристаллов меди при предплавленных температурах (1050°C), было обнаружено, что структурные изменения при низких (в данном случае $< 30\text{--}50\text{ Г/мм}^2$) и более высоких напряжениях существенно различны. При повышенных напряжениях на поверхности образцов наблюдаются «следы скольжения» (рис. 16) и имеет место астеризм

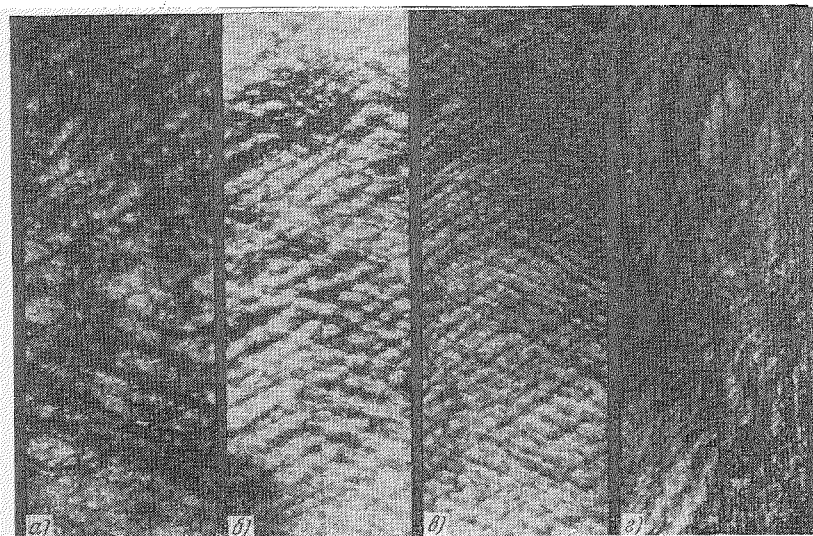


Рис. 16. Следы скольжения после высокотемпературной ползучести у однокристалльных образцов Cu^{71} ($\times 10$).

Температура испытания 1050°C . а) $\sigma=100\text{ Г/мм}^2$, длительность растяжения $\theta=6\text{ час}$, $\varepsilon=20\%$; б) $\sigma=200\text{ Г/мм}^2$, $\theta=6\text{ мин}$, $\varepsilon=10\%$; в) $\sigma=560\text{ Г/мм}^2$, $\theta=1\text{ мин}$, $\varepsilon=40\%$; (а), б), в) направление растяжения близко к $[100]$; г) $\sigma=200\text{ Г/мм}^2$, $\theta=2\text{ часа}$, $\varepsilon=10\%$; направление растяжения близко к $[110]$.

лауэграмм, в то время как при низких напряжениях после достижения деформации той же величины (до 40%) следы скольжения совершенно отсутствуют, а пятна лауэграмм не только не обнаруживают астеризма, но, наоборот, становятся более четкими и острыми. Необходимо отметить, что следы скольжения после деформации при столь высоких температурах удается наблюдать только по «ступенькам» на нетронутой поверхности. После шлифовки и последующего травления наблюдать следы скольжения не удается, в отличие от случая деформации при низкой температуре. По-видимому, дислокации, движение которых обусловило появление следов скольжения (при повышенных напряжениях), достаточно быстро «рассасываются» при столь высоких температурах. Отметим, что после деформации ползучести при высоких температурах и низких напряжениях на поверхности однокристалльных образцов меди наблюдается своеобразное явление (рис. 17) — возникновение поперечных направлению растяжения (независимо от кристаллографической ориентации образца) местных углублений — «канавок», глубиной до 15 мк . Появление этих канавок, по-видимому, связано с неравномерным уходом атомов с поверхности вглубь тела

при диффузионной ползучести, что легко объяснить. Тепловая флуктуация, требуемая для удаления с поверхности вглубь тела атома, расположенного по соседству с вакансией (получившейся на месте уже удалившегося атома), меньше, чем в случае атома, все соседи которого занимают свои позиции. Раз начавшееся удаление атомов на каком-то участке поверхности будет развиваться на этом участке предпочтительнее, чем на других. Возможно, конечно, что некоторую роль в явлении образования



Рис. 17. Развитие поперечных «канавок» при высокотемпературной ползучести у однокристалльных образцов Cu^{71} ($\times 10$).

Температура испытания 1050°C . а) $\sigma = 20 \text{ Г/мм}^2$, длительность растяжения $\theta = 45 \text{ час}$, $\varepsilon = 10\%$; б) $\sigma = 25 \text{ Г/мм}^2$, $\theta = 28 \text{ час}$, $\varepsilon = 7\%$; в) $\sigma = 30 \text{ Г/мм}^2$, $\theta = 35 \text{ час}$, $\varepsilon = 10\%$; г) $\sigma = 15 \text{ Г/мм}^2$, $\theta = 50 \text{ час}$, $\varepsilon = 3\%$.

«канавок» играют и какие-нибудь эффекты местной неоднородности. В работе ⁷¹ проверялось, нельзя ли объяснить отсутствие следов скольжения после деформации при низких напряжениях длительностью пребывания образца при высоких температурах в том случае, когда осуществляется деформация большой величины, требующая соответственно продолжительного пребывания образца под действием нагрузки. С этой целью образцы, у которых получились следы скольжения (под действием повышенных напряжений), подвергались дальнейшему длительному отжигу (25—30 часов) при той же температуре (1050°C), при которой велось деформирование образцов. Никакого изменения возникшей при деформации картины следов скольжения после отжига не получилось. Таким образом, предположение, что деформация при малых нагрузках также осуществляется путем скольжения, но следы скольжения устраняются (рассасываются) в результате длительного пребывания при высокой температуре, не подтверждается. При высоких температурах и малых приложенных напряжениях, по-видимому, наблюдается деформация чисто диффузионного типа, отвечающая вязкому течению, с теми особенностями, которые присущи твердому телу в связи с последовательной застройкой при этой деформации атомных плоскостей кристаллической решетки и в связи с возможным наличием у кристаллических твердых тел, даже при предельно высоких температурах, остаточных эффектов неравновесных состояний, влекущих ускорение диффузионных процессов.

Заслуживают быть отмеченными наблюдаемые недавно проявления диффузионной ползучести у неметаллических тел. Исследование очень чистой плотноспеченной (беспористой) окиси алюминия в области температур 1400—1800° С показало¹⁰⁰, что у этого материала скорость ползучести $\dot{\epsilon}$ растет при указанных температурах с уменьшением размера зерна d (в интервале размеров 6—36 $\mu\text{м}$ прослежено количественно, а для больших размеров 60—125 $\mu\text{м}$ подтверждено лишь качественно в связи с трудностью точно измерить получающиеся малые скорости ползучести). Такая зависимость противоположна ожидаемой в случае дислокационной ползучести. Высокая чистота образцов и полученное у них сравнительно небольшое падение предела прочности при повышении температуры (в указанном выше интервале) гарантировали, что эффект не связан с «размягчением» аморфных прослоек на границах зерен, что часто имеет место у обычных керамических материалов технической чистоты. Оказалось, что скорость ползучести V линейно связана с приложенным напряжением σ и обратно пропорциональна квадрату диаметра зерна d :

$$\dot{\epsilon} V \sim \frac{\sigma}{d^2}. \quad (10a)$$

В то же время у монокристаллов Al_2O_3 (сапфир) при температурах 1400—1500° С наблюдаются проявления деформации ползучести лишь при более высоких напряжениях, причем найдено, что $V \sim \sigma^m$, где $m \sim 4$. Эта ползучесть, по-видимому, дислокационного происхождения (возможно, связанная с переползанием дислокаций).

Сопоставляя соотношение (10a) с формулой Херринга $V \sim 10 D \delta^3 \sigma / \left(\frac{d}{2}\right)^2 kT$ и приняв, что δ^3 — атомный объем для атомов (ионов) кислорода в решетке Al_2O_3 , автор работы¹⁰⁰ определил по экспериментальным данным о скорости ползучести значения коэффициента (парциальной) самодиффузии кислорода $D(T)$ у кристаллического Al_2O_3 . Эти значения хорошо совпали с полученными из расчета кинетики промежуточной и конечной стадии спекания того же материала. Они, однако, на несколько порядков выше, чем известные из литературы непосредственно измеренные величины коэффициентов диффузии кислорода в Al_2O_3 (расхождение \sim на два порядка с литературными данными для поликристаллических образцов и \sim на четыре порядка с данными для однокристалльных образцов). По-видимому, кристаллическая решетка у подвергавшихся спеканию образцов Al_2O_3 обладает еще избыточными «дефектами».

Результаты работы¹⁰⁰ показывают, что у неметаллических тел, в связи с большой трудностью осуществления кристаллографического скольжения, эффекты диффузионной ползучести могут проявляться при температурах, значительно дальше отстоящих от температуры плавления, чем в случае металлов.

Отметим еще, что в работе¹⁰⁰ сделаны интересные наблюдения образования трещины на границах зерен, перпендикулярных к растягивающему напряжению. Обнаружено, что поры и трещины появляются не только в вершинах, где сходится несколько зерен, но и посредине плоских границ зерен, откуда они разрастаются по всей границе.

Изложенное показывает, что встречающееся в некоторых публикациях критическое отношение к решающей роли диффузии в эффектах высокотемпературной ползучести (а иногда даже сомнение в самом существовании явления диффузионной ползучести у кристаллических тел) — не оправдано и вызывается упрощенной трактовкой этого явления, не учитывающей усложнений, связанных с наличием и сохранением у кристаллов неравновесных состояний вплоть до предплавления температур.

С другой стороны, несомненно, что само явление в чистом виде у однокристалльных объектов с разной степенью совершенства кристаллической решетки экспериментально изучено недостаточно, и что для полного выяснения всех особенностей диффузионной ползучести твердых тел требуются еще разносторонние экспериментальные исследования.

На этом мы закончим краткий обзор механических свойств твердых тел, связанных с диффузионными процессами. Разумеется, изложенное далеко не исчерпывает вопроса, хотя бы потому, что касается лишь однофазных и однокомпонентных объектов, между тем как на практике большое значение имеет проявление диффузионных процессов, развивающихся под действием приложенных сил и в результате деформации в неоднородных телах (например, процессы распада твердых растворов, различного рода фазовые переходы, рекристаллизация и т. п.). Однако эта тема слишком обширна и пока мало разработана с количественной стороны, хотя практика накопила большой материал, используемый в технике для разного рода термических и механотермических обработок. И применительно к однокомпонентным телам остались неосвещенными все вопросы, связанные с рекристаллизацией в процессе деформации, фазовыми переходами и т. п. Все же изложенное выше позволяет видеть большое влияние процессов диффузии на механические свойства при высоких и средних температурах. Основой для понимания этого влияния бесспорно являются разработки Я. И. Френкелем представления о механизме диффузии путем замещения вакансий в кристаллической решетке и о возникновении вакансий в объеме тела в связи со смещениями атомов в междоузлия. Эти представления, естественно, соединяются с атомными моделями, разработанными в теории дислокаций, образуя вместе с последними исходный пункт для понимания и толкования разнообразных проявлений механических свойств твердых тел при средних и высоких температурах. Я. И. Френкелю принадлежат и другие заслуги в развитии теории механических свойств, например, разработка (совместно с Т. А. Коиторовой) статистической теории хрупкой прочности реальных кристаллов ⁷², теории устойчивости зародышевых трещин ⁷³, теории механических свойств стекла ⁷⁴, уже упоминавшейся выше теории подобного движению «гусеницы» перемещения дислокаций в решетке ²⁵ и др. ⁹⁹. Эти результаты Я. И. Френкеля выше подробно не разбирались как выходящие за рамки данной статьи. Рассматривавшиеся в тексте представления Френкеля о диффузии и его теория вязкого течения твердых тел представляют собой фундаментальный вклад в науку, который еще долго будет служить для понимания сложных проявлений механических свойств твердых тел при средних и высоких температурах.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. С. Уманский, Б. Н. Финкельштейн, М. Е. Блантер, С. Т. Кишкин, Н. С. Фастов, С. С. Горелик, Физические основы металловедения, М., Metallurgizdat, 1955.
2. Сб. «Примеси и дефекты», под ред. Б. Н. Финкельштейна, М., Metallurgizdat, 1960.
3. А. А. Бочвар, Металловедение, изд. 5-е, М., Metallurgizdat, 1956.
4. А. Форти, Непосредственное наблюдение дислокаций в кристаллах, М., Metallurgizdat, 1956.
5. M. Born, Gittertheorie des festen Zustandes, Berlin, 1923.
6. H. Mark, M. Polanyi, E. Schmid, Z. Phys. 12, 58 (1922).
7. А. Ф. Иоффе, М. В. Кирпичева, Phil. Mag. 43, 204 (1922).
8. А. Ф. Иоффе, М. В. Кирпичева, М. А. Левитская, Z. Phys. 22, 286 (1924); Ж. Русск. физ.-хим. о-ва 56, 491 (1924).
9. A. A. Griffith, Phil. Trans. Roy. Soc. A221, 163 (1921).
10. M. Born, Dynamik der Kristallgitter, J. Springer, Berlin, 1926.
11. S. S. Brenner, J. Appl. Phys. 27, 1484 (1956).

12. Э. М. Надгорный, Ю. А. Осипьян, М. Д. Перкас, В. М. Розенберг, УФН 67 (4), 625 (1959).
13. J. Frenkel, Z. Phys. 37, 572 (1926).
14. И. В. Обреимов, А. В. Шубников, Ж. Русск. физ.-хим. о-ва 58, 817 (1926); Z. Phys. 41, 907 (1927).
15. E. Schmid, W. Boas, Kristallplastizität, J. Springer, Berlin, 1937 (перев.: Е. Шмид, В. Боас, Пластичность кристаллов, М., ОНТИ, 1938).
16. C. F. Elam, The Distortion of Metal Crystals, Oxford, 1936.
17. М. В. Классен-Неклюдова, Ж. Русск. физ.-хим. о-ва 59, 509 (1927); 60, 373 (1928); Z. Phys. 55, 555 (1929).
18. Н. Н. Давиденков, Z. Phys. 61, 60 (1930); Ж. Русск. физ.-хим. о-ва 62, 104 (1930).
19. А. В. Степанов, ЖЭТФ 7, 663, 669 (1937).
20. G. I. Taylor, Proc. Roy. Soc. A145, 362 (1934); E. Orowan, Z. Phys. 89, 634 (1934); M. Polanyi, Z. Phys. 89, 660 (1934); Н. Бриллиантов, И. Обреимов, Phys. Z. Sowjetunion 6, 587 (1934).
21. J. Burgers, W. Burgers, Proc. K. Acad. Amst. 42, 263, 378 (1939).
22. F. C. Frank, Proc. Phys. Soc. A62, 131 (1949).
23. E. S. Frank, W. T. Read, Phys. Rev. 79, 722 (1950).
24. W. Schockley, W. T. Read, Phys. Rev. 75, 692 (1949); 78, 275 (1950).
25. Т. А. Конторова, Я. И. Френкель, ЖЭТФ 8, 89, 1340, 1349 (1938).
26. J. D. Eshelby, Proc. Phys. Soc. A62, 307 (1949).
27. W. T. Read, Dislocations in Crystals, New York, 1953 (перев.: В. Т. Рид, Дислокации в кристаллах, М., Металлургиздат, 1956).
28. A. H. Cottrell, Dislocations and plastic Flow in Crystals, Oxford, 1953 (перев.: А. Х. Коттрелл, Дислокации и пластическое течение в кристаллах, М., Металлургиздат, 1958).
29. U. Dehlinger, Theoretische Metallkunde, J. Springer, Berlin, 1955 (перев.: У. Деллингер, Теоретическое металловедение, М., Металлургиздат, 1960).
30. W. Hume-Rosey, G. V. Raynor, The Structure of Metals and Alloys, London, 1956 (перев.: В. Юм-Розери, Г. В. Рейнор, Структура металлов и сплавов, М., Металлургиздат, 1959).
31. См. Сборник «Элементарные процессы роста кристаллов», под ред. Г. Г. Лемлейна и А. А. Чернова, М., ИЛ, 1959; А. Варма, Рост кристаллов и дислокации, М., ИЛ, 1958; А. А. Чернов, УФН 73 (2), 177 (1961).
32. F. Vogel, W. Pfann, H. Corey, E. Thomas, Phys. Rev. 90, 489 (1953); J. Gilman, W. Johnston, J. Appl. Phys. 27, 1018 (1956); В. Вилбу, А. Энтвисль, Acta Metallurgica 4, 257 (1956).
33. Р. Хирш, Р. Хорн, М. Уелан, Phil. Mag. 1, 677 (1956); См. также статьи Р. Келли, М. Виллана и П. Хирша в сб. «Новые электронно-микроскопические исследования», М., Металлургиздат, 1957.
34. A. Lang, Acta Metallurgica 5, 358 (1957); J. Appl. Phys. 29, 597 (1958); 30, 1748 (1959).
35. W. G. Johnston, J. J. Gilman, J. Appl. Phys. 31 (4), 632 (1960).
36. A. Stroh, Advances Phys. 6, 418 (1957).
37. J. Frenkel, Z. Phys. 35, 652 (1926).
38. Б. Я. Пинес, Я. Е. Гегузин, ЖТФ 23 (9), 1559 (1953).
39. N. F. Mott, Proc. Phys. Soc. B64, 729 (1951).
40. J. Weertman, J. Appl. Phys. 26 (10), 1213 (1955).
41. J. Weertman, J. Appl. Phys. 28 (3), 362 (1957).
42. Я. И. Френкель, ЖЭТФ 16, 29 (1946).
43. Я. И. Френкель, Введение в теорию металлов, 3-е изд., М., Физматгиз, 1958.
44. Б. Я. Пинес, УФН 52, 501 (1954).
45. А. Н. Салли, Progress in Metall Physics, VI, Pergamon Press, London, N. Y., 1956 (перев.: А. Х. Салли в сб. «Успехи физ. металлов», III, М., Металлургиздат, 1960).
46. I. S. Servi, J. T. Norton, N. J. Grant, J. Metals 4, 965 (1952).
47. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко, Физ. метал. и металловед. 10 (3) 382 (1960).
48. В. А. Павлов, М. Г. Гайдуков, Н. И. Носкова, В. В. Мельникова, Сб. научных докладов по теории жаропрочности, М., изд. Ин-та металлургии АН СССР им. Байкова, 1961, стр. 26.
49. O. D. Sherby, R. L. Orr, J. E. Dorn, J. Metals 6, 71 (1954); J. E. Dorn, J. Mech. Phys. Solids 3, 85 (1954).
50. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко, Физ. метал. и металловед. 7, 766 (1959).
51. Л. Н. Быстров, Л. И. Иванов, Э. А. Сурова, Сб. научных докладов по теории жаропрочности, М., изд. Ин-та металлургии АН СССР им. Байкова, 1961, стр. 85.

52. G. Wetter, Z. Metallkunde 3, 117 (1926); G. Gurney, W. Borussowsky, Proc. Phys. Soc. 61, 446 (1948); F. W. Preston, T. C. Backer, J. Appl. Phys. 17, 170 (1946).
53. С. Н. Журков, Б. Н. Нарзулаев, ЖТФ 25, 1677 (1953); С. Н. Журков, Э. Е. Томашевский, ЖТФ 25, 66 (1955).
54. С. Н. Журков, Т. П. Санфирова, ДАН СССР 101 (2), 237 (1955); ЖТФ 28, 1719 (1958); Физ. тверд. тела 2 (6), 1033 (1960).
55. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко, ДАН СССР 131 (6), 1312 (1960).
56. Б. Я. Пинес, ЖЭТФ 16, 744 (1946).
57. Б. Я. Пинес, ЖТФ 25, 1399 (1955), Физ. тверд. тела 1, 265 (1959).
58. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко, Физ. тверд. тела 2 (6), 1043 (1960).
59. А. Н. Орлов, Физ. тверд. тела 3 (2), 500 (1961).
60. Л. Э. Гуревич, В. И. Владимиров, Физ. тверд. тела 2 (8), 1783 (1960).
61. С. Н. Журков, Т. П. Санфирова, Физ. тверд. тела 2 (6), 1033 (1960); В. И. Бетехтин, С. Н. Журков, А. В. Савицкий, Физ. метал. и металловед. 10 (3), 453 (1960).
62. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко, ДАН СССР 134 (5), 1060 (1960).
63. H. Schreiner, F. Wendler, Z. Metallkunde 52 (4), 218 (1961).
64. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко, Изв. вузов (Черная металлургия), № 2, 81 (1960).
65. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко, Изв. вузов (Черная металлургия), № 5, 121 (1960).
66. Б. Я. Пинес, И. Г. Иванов, Физ. тверд. тела 2 (5), 959 (1960).
67. J. Nagreg, I. E. Dorn, Acta Metallurgica 5 (11), 654 (1957).
68. Б. Я. Пинес, ЖТФ 27 (10), 2314 (1957).
69. C. Herring, J. Appl. Phys. 21, 437 (1950).
70. B. H. Alexander, M. H. Dawson, H. P. Kling, J. Appl. Phys. 22 (4), 439 (1951).
71. Б. Я. Пинес, В. А. Сивочуб, Физ. тверд. тела 3 (9) 2703 (1961).
72. Т. А. Конторова, Я. И. Френкель, ЖТФ 9 (3), 173 (1944).
73. Я. И. Френкель, ЖТФ 22, 1857 (1952).
74. Я. И. Френкель, ДАН СССР, сер. физ. 4 (4), 595 (1940).
75. F. Fujita, Acta Metallurgica 6, 543 (1958).
76. J. S. Koeler, Phys. Rev. 86, 52 (1952).
77. Л. А. Кочанова, Е. Д. Щукин, В. И. Лихтман, Физ. тверд. тела 3 (3), 902 (1961).
78. Б. Я. Пинес, Р. И. Кузнецова, Физ. тверд. тела 3 (5), 1475 (1961).
79. В. М. Розенберг, И. А. Эпштейн, Физ. метал. и металловед. 9 (1), 124 (1960).
80. Р. И. Гарбер, И. А. Гиндин, УФН 70 (1), 57 (1960).
81. C. Zener, Acta Crystallogr. 3 (5), 346 (1950); A. D. Le Claire, Acta Metallurgica 1, 438 (1953).
82. E. Orowan, Trans. Inst. Engrs. Shipb. Scot. 89, 165 (1945); D. K. Felbeck, E. Orowan, Weld. J. 34, 570 (1955).
83. E. O. Hall, J. Mech. Phys. Solids 1, 227 (1953).
84. N. I. Petch, Progr. Metal Phys. 1954 (перев. в сб. «Успехи физ. металлов», II, М., Металлургиздат, 1958).
85. С. Т. Конобеевский, Изв. АН СССР, сер. хим., № 5, 1209 (1937); Э. Ф. Чайковский, ДАН СССР 112 (4), 716 (1957).
86. В. Д. Кузнецов, Физ. тверд. тела, т. II, Томск, 1941.
87. Сб. «Дислокации и механические свойства кристаллов» под ред. М. В. Класен-Некловой и В. Л. Инденбома, М., ИЛ, 1960.
88. P. Feltham, J. D. Meakin, Acta Metallurgica 7 (9), 614 (1959).
89. H. Huang, O. D. Sherby, I. E. Dorn, Trans. AIME 206, 385 (1956).
90. J. Intrater, E. S. Machlin, Acta Metallurgica 7, 140 (1959).
91. D. Kramer, E. S. Machlin, Acta Metallurgica 6, 454 (1958).
92. C. Chen, E. S. Machlin, Acta Metallurgica 4, 655 (1956).
93. R. C. Gifkins, Acta Metallurgica 4, 98 (1956).
94. В. Н. Рожанский, ДАН СССР 123 (4), 648 (1958).
95. В. Н. Рожанский, Физ. тверд. тела 2 (6), 1082 (1960).
96. В. Л. Инденбом, Физ. твердых тел 3 (7), 2071 (1961).
97. D. McLean, M. H. Farnmer, J. Inst. Met. 85, 41 (1956—57).
98. Л. В. Волошина, В. М. Розенберг, Физ. метал. и металловед. 12 (1), 118 (1961).
99. Я. И. Френкель, ЖЭТФ 9 (10), 1238 (1939).
100. R. C. Folweiler, J. Appl. Phys. 32, (5), 773 (1961).