

539
П 121

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ССРС
ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ

МОСКОВСКИЙ ордена ЛЕНИНА и ордена ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Ю. М. ПАВЛОВ, В. А. ШУГАЕВ

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ
ТЕЛ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ



Москва

1988

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ

МОСКОВСКИЙ ордена ЛЕНИНА и ордена ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Ю. М. ПАВЛОВ, В. А. ШУГАЕВ

Утверждено
учебным управлением МЭИ
в качестве учебного пособия
для студентов

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ
по курсу
ОСНОВЫ КРИОФИЗИКИ
МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ
ТЕЛ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Редактор Б. П. Симонов



Москва

1988

УДК: 539.21:536.48(075.8)

Механические свойства твердых тел при низких температурах. Павлов Ю. М., Шугаев В. А./Под ред. Б. П. Симонова. — М.: Моск. энерг. ин-т, 1988.—48 с.

В учебном пособии изложены современные представления о закономерностях изменения механических свойств металлов при низких температурах. Наряду с анализом механизма рассматриваемых явлений приводятся справочные данные по прочности и пластичности конструкционных материалов низкотемпературной техники.

Пособие предназначено для студентов энергофизического факультета, обучающихся по специальности «Техника и физика низких температур», и может быть использовано студентами этой специальности вечернего теплоэнергетического факультета.

Рецензенты:

докт. техн. наук проф. *Н. М. Григоренко*
докт. техн. наук проф. *В. Б. Зенкевич*

ПРЕДИСЛОВИЕ

Достижения научно-технической революции расширили область практической деятельности человека. Такие понятия, как сверхвысокие и сверхнизкие температуры, сверхвысокие давления и сверхсильные поля стали восприниматься как вполне обыденные явления. Между тем их применение требует решения крупнейших научных и производственных задач, в том числе в области физики твердого тела и материаловедении. К сожалению, избежать ошибок не всегда удается. Авария АЭС в Чернобыле и катастрофа американского космического корабля «Челленджер» — последние тому подтверждения.

Современная техника предъявляет к конструкционным материалам, по крайней мере, два важнейших требования: они должны иметь высокую прочность и одновременно обладать вязкостью, исключающей возможность хрупкого разрушения. К сожалению, возможности предварительного выбора материала с заданными свойствами, его термической и механической обработки существенно ограничены. Строгая теория механических свойств твердого тела до сих пор не разработана, ее развитие сдерживается чрезвычайной сложностью внутренних взаимодействий. Даже в пределах одинакового химического состава характеристики твердых веществ могут иметь различия, носящие принципиальный характер. Классический пример — углерод. Одна из его кристаллических модификаций — графит. Это мягкий материал, прекрасно проводящий электрический ток. Алмаз — тоже углерод, но он является эталоном твердости и типичным диэлектриком.

Применительно к низким температурам изменение механических свойств материалов и сплавов определяется их кристаллическим строением, наличием дефектов структуры и включением атомов легирующих элементов. При этом высокая прочность и хорошая вязкость принципиально несовместимы. Это вынуждает использовать в конструкциях лишь часть потенциальной прочности металла, чтобы повысить на-

дежность работы и избежать хрупкого разрушения. Понятно, что вес конструкций при этом сильно возрастает.

В задачах металловедения область низких температур определяется достаточно произвольно. Это обусловлено отсутствием строгой теории, а следовательно, и очевидного физического критерия. Поэтому в дальнейшем, кроме тех случаев, когда это специально оговаривается, под низкими понимаются температуры ниже комнатной ($T=300\text{ К}$).

1. ВНУТРЕННЯЯ СТРУКТУРА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

1.1. Межатомные взаимодействия

Для кристаллических твердых тел характерно строго упорядоченное расположение частиц и наличие корреляции в масштабах, превышающих средние межатомные расстояния. Возникновение устойчивой структуры осуществляется при действии двоякого рода сил: сил притяжения, препятствующих удалению частиц друг от друга, и сил отталкивания, не позволяющих частицам сблизиться друг с другом. При относительно большом удалении частиц друг от друга существ-

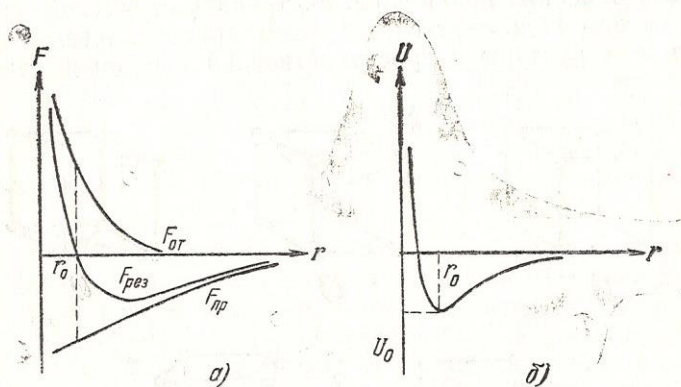


Рис. 1.1. Взаимодействие частиц: а — силы взаимодействия; б — энергия взаимодействия

венными являются силы притяжения $F_{пр}$, которые возрастают по мере уменьшения расстояния между частицами. На малых расстояниях становятся заметными силы отталкивания $F_{от}$, которые при дальнейшем сближении частиц увеличиваются значительно быстрее, чем силы притяжения (рис. 1.1). На некотором расстоянии силы притяжения уравнове-

шиваются силами отталкивания и результирующая сила $F_{рез}$ обращается в нуль.

В этих условиях частицы, предоставленные сами себе, выстраиваются в строгом порядке на расстоянии r_0 друг от друга, образуя кристалл — тело с правильной внутренней структурой. При таком расположении частицы находятся в состоянии устойчивого равновесия.

Образованная таким образом структура может сохраняться сколь угодно долго, пока энергия связи превосходит энергию теплового движения частиц. Частицы не могут свободно покидать свои положения равновесия, так как при удалении от этих положений энергия частиц увеличивается и появляются силы, стремящиеся вернуть их в исходное состояние. Единственной формой движения в этом случае являются беспорядочные колебания около положения равновесия.

1.2. Кристаллическая решетка

Для описания правильной внутренней структуры кристаллов удобно пользоваться понятием кристаллической решетки, т. е. структуры с пространственной периодичностью. Ес-

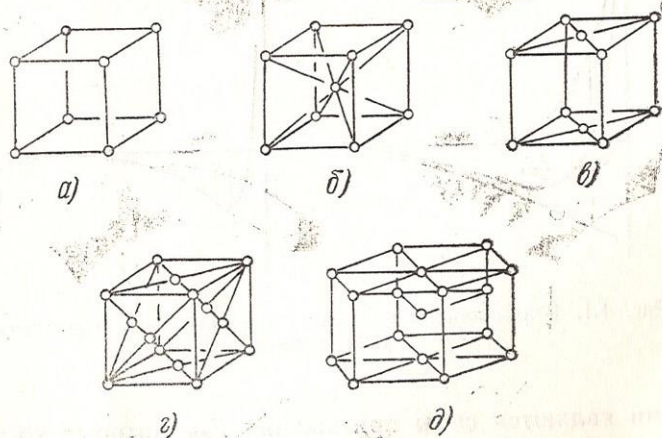


Рис. 1.2. Типы кристаллических решеток: а — простая кубическая (ПК); б — объемно центрированная кубическая (ОЦК); в — базоцентрированная кубическая (БЦК); г — гранецентрированная кубическая (ГЦК); д — гексагональная плотноупакованная (ГПУ).

ли для любого неограниченного кристалла существует тройка векторов \vec{a} , \vec{b} и \vec{c} , не лежащих в одной плоскости, то смещение кристалла как целого на любой из этих векторов совмещает его с самим собой. Решетка, построенная путем

Таблица 1.1

Кристаллическая структура, температура плавления и параметр Дебая ряда металлов

Элемент	Тип решетки	$T_{пл}$, К	Θ_D , К	Элемент	$T_{пл}$, К	Тип решетки	Θ_D , К
Li	ОЦК*	452	370	Zn	ГПУ	693	305
Be	ГПУ	1558	1130	Zr	ГПУ*	2125	270
Na	ОЦК*	371	160	Nb	ОЦК	2773	250
Mg	ГПУ	924	425	Mo	ОЦК	2895	425
Al	ГЦК	933	420	Ru	ГПУ	2773	600
K	ОЦК	337	90	Ag	ГЦК	1234	225
Ca	ГЦК*	1124	220	Cd	ГПУ	594	300
Ti	ГПУ*	1941	278	Hf	ГПУ*	2495	260
V	ОЦК	2173	273	Ta	ОЦК	3269	231
Cr	ОЦК	2176	402	W	ОЦК	3683	405
Mn	ОЦК*	1517	450	Re	ГПУ	3353	450
Fe	ОЦК*	1812	467	Os	ГПУ	3273	500
Co	ГПУ*	1766	445	Pt	ГЦК	2042	233
Ni	ГЦК	1726	465	Au	ГЦК	1336	165
Cu	ГЦК	1356	343	Pb	ГЦК	500	95

* Указана α -модификация, наиболее устойчивая при низких температурах.

параллельного переноса (трансляции) какого-либо узла по трем направлениям, называется решеткой Браве. Наименьшие по длине в данных направлениях векторы называются трансляционными периодами кристаллической решетки. Параллелепипед, построенный на основных трансляционных периодах решетки, носит название элементарной ячейки. Элементарные ячейки, содержащие частицы только в вершинах, называются простыми. Если ячейки содержат частицы не только в вершинах, но и в других точках, то они называются сложными. Число атомов в них в общем случае может быть произвольным. Наиболее распространенными сложными ячейками являются объемно центрированная (ОЦ), базоцентрированная (БЦ) и гранецентрированная (ГЦ) решетки, а также гексагональная плотноупакованная (ГПУ) (рис. 1.2).

Примеры кристаллических структур некоторых металлов представлены в табл. 1.1.

1.3. Типы связей в твердых телах

Ранее была показана связь правильной структуры твердых тел с силовым взаимодействием частиц. Рассмотрим физическую природу этих сил.

а) Молекулярные кристаллы

В молекулярных кристаллах частицы удерживаются в узлах решетки вандерваальсовыми силами. В общем случае этот тип связи включает дисперсионное, ориентационное и индукционное виды взаимодействия. Существо дисперсионного взаимодействия заключается в корреляции (согласовании) атомов, приводящей к возникновению наведенного диполя в данном атоме под действием мгновенного электрического диполя другого атома. Энергия дисперсионного взаимодействия частиц определяется по формуле

$$U_d = -\frac{3}{4} \frac{\alpha^2 J}{r^6}, \quad (1.1)$$

где α — поляризуемость частиц; J — энергия их возбуждения; r — расстояние между частицами.

Ориентационное взаимодействие возникает у молекул, обладающих постоянным дипольным моментом M (полярных).

Энергия взаимодействия их выражается формулой

$$U_{op} = -\frac{M^4}{24\pi^2 \epsilon_0^2 kT r^6}, \quad (1.2)$$

где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$ — диэлектрическая постоянная.

Индукционное взаимодействие характерно для молекул, обладающих высокой поляризуемостью. В этом случае у молекул может возникать наведенный момент под действием поля постоянных диполей соседних молекул. Энергия взаимного притяжения, возникающая вследствие взаимодействия между жестким диполем первой молекулы и индуцированным диполем второй молекулы, определяется соотношением

$$U_{ин} = -\frac{\alpha M^2}{8\pi \epsilon_0^2 r^6}. \quad (1.3)$$

В общем случае при сближении двух молекул могут возникать все три вида связи, а энергия взаимодействия определяется суммой трех составляющих

$$U = U_d + U_{op} + U_{ин}. \quad (1.4)$$

При уменьшении расстояния между частицами до величин, близких к размерам атомов, силы отталкивания вследствие взаимодействия ионных остовов атомов становятся соизмеримыми с силами притяжения. Отталкивание может быть учтено в энергии взаимодействия дополнительным слагаемым:

$$U = -A/r^6 + B/r^{12}. \quad (1.5)$$

Здесь первый член характеризует диполь-дипольное взаимодействие, а второй — отталкивание ионных остовов. Соотношение (1.5) называется потенциалом Леннарда—Джонса, вид его дан на рис. 1.1. Нередко константы этого потенциала выражают через безразмерные параметры:

$$U(r) = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right],$$

где $\sigma = \left(\frac{B}{A} \right)^{1/6}$; $\varepsilon = \frac{A^2}{4B}$.

Параметры ε и σ для атомов инертных газов приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Значения параметров потенциала Леннарда—Джонса

Параметры	Ne	Ar	Kr	Xe
ε , эВ	0,0031	0,0104	0,0140	0,02
σ , Å	2,74	3,40	3,65	3,98

Молекулярные кристаллы образуются атомами инертных газов Ar, Ne, Xe, Kr и молекулами с насыщенными химическими связями O₂, N₂, H₂, CH₄ и др. Энергия связи молекулярных кристаллов по порядку величины составляет $U_c \sim 10^4$ Дж/моль.

б) Ионные кристаллы

При соединении некоторых атомов образуются заряженные положительно и отрицательно ионы. Эти ионы взаимо-

действуют по закону Кулона, как два разноименных заряда. Такая связь получила название ионной. Энергия притяжения ионов, отстоящих друг от друга на расстоянии r , равна

$$U_{\text{и}} = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (1.6)$$

где q — заряд ионов.

С уменьшением r энергия непрерывно растет по абсолютной величине и при r близком к нулю она стремится к бесконечности. Под действием силы притяжения ионы стремятся максимально приблизиться друг к другу. Однако этому препятствуют силы отталкивания, которые начинают проявляться на малых расстояниях и очень быстро растут с уменьшением этого расстояния. Энергию отталкивания можно выразить соотношением

$$U_{\text{от}} = B/r^n, \quad (1.7)$$

где B и n — постоянные.

Результирующая энергия взаимодействия ионов равна

$$U = \frac{B}{r^n} - \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (1.8)$$

Энергия решетки, состоящей из N молекул, равна

$$U_{\text{реш}} = -NA_M \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r} \left(1 - \frac{1}{n}\right), \quad (1.9)$$

где A_M — постоянная Маделунга, учитывающая энергию взаимодействия данной молекулы с ее соседями в кристалле. Ее величина составляет для NaCl — 1,75; для CsCl — 1,76; для ZnO — 1,64. Ионной связью обладают кристаллы NaCl, CsCl, KI, RbBr, ZnO и др. Энергия связи ионных кристаллов U_c составляет примерно 10^6 Дж/моль.

в) Ковалентные кристаллы

Ковалентная связь образуется при взаимодействии электронов с антипараллельными спинами за счет втягивания электронного облака в пространство между ядрами. Повышение плотности электронного облака в междомерном объеме связано с уменьшением энергии системы по сравнению с суммарной энергией изолированных атомов. При этом возникают силы притяжения. Этот тип связи имеет квантовый характер, хотя по существу механизм ее ничем не отличается от

механизма химической связи при образовании молекул. Представителями группы ковалентных кристаллов являются С (алмаз), Si, Ge, SiC.

Энергия связи ковалентных кристаллов имеет порядок 10^6 Дж/моль.

г) Металлические кристаллы

В металлических кристаллах атомы сближены настолько сильно, что валентные электроны получают возможность свободно перемещаться по всему объему металла от одного атома к другому. Таким образом, валентные электроны в металле нельзя считать связанными с одним или несколькими ионами металла, они являются как бы обобществленными. Свобода движения валентных электронов внутри металлического кристалла и их большое число в единице объема позволяют провести аналогию между свойствами валентных электронов в металле и свойствами молекул газа: те и другие могут свободно перемещаться по объему. Поэтому для совокупности свободных электронов нередко употребляют термины: электронное облако или электронный газ. Под влиянием двух противоположных сил — стягивающего действия обобществленных электронов и сил отталкивания между ионами — последние располагаются на некотором равновесном расстоянии друг от друга.

Энергия металлической связи по порядку величины сравнима с энергией ковалентной связи. В целом отличие в значениях энергии связи для разных типов кристаллов обусловлено характером зависимости $U(r)$.

Контрольные вопросы

1. Что такое элементарная ячейка? В чем отличие простых элементарных ячеек от сложных?
2. Укажите типы кристаллических решеток.
3. Какие виды диполь-дипольного взаимодействия возникают в молекулярных кристаллах?
4. Найти равновесное расстояние r_0 при $T=0$ К между атомами кристалла, взаимодействующими по закону Леннарда—Джонса.
5. Как изменится энергия решетки кристалла NaCl при изменении заряда иона в m раз?
6. Каков механизм ковалентной связи?

2. ДЕФЕКТЫ И НЕСОВЕРШЕНСТВА КРИСТАЛЛОВ

Реальные кристаллы отличаются от идеализированной модели наличием нарушений периодического расположения атомов. Такие отклонения принято называть дефектами. Различают точечные, линейные, поверхностные и объемные дефекты.

2.1. Точечные дефекты по Френкелю

До сих пор мы рассматривали идеальные кристаллы, в которых все атомы находятся в положениях с минимальной энергией. Однако реальное распределение энергии между

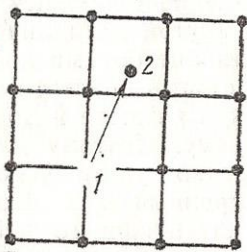


Рис. 2.1. Дефекты по Френкелю: 1—вакансия; 2—дислоцированный атом

атомами твердого тела (как, впрочем, и между молекулами газа и жидкости) является весьма неравномерным. При любой температуре в кристалле имеются атомы, энергия которых во много раз больше и во много раз меньше среднего значения. Атомы, обладающие достаточно высокой энергией, могут не только удалиться на значительное расстояние от положений равновесия, но и преодолеть потенциальный барьер, созданный другими атомами, и перейти в новую ячейку. Такие атомы приобретают способность как бы «испаряться» из

своих узлов решетки и «конденсироваться» во внутренних ее полостях — в междоузлиях (рис. 2.1). Этот процесс сопровождается возникновением вакантного узла (вакансии) и атома в междоузлии (дислоцированного атома). Такого рода дефекты решетки называются дефектами по Френкелю. Равновесное количество внедрившихся атомов n_{Φ} при данной температуре определяется соотношением

$$n_{\Phi} = A_1 N \exp(-E_{\Phi}/kT), \quad (2.1)$$

где E_{Φ} — энергия образования внедрения, по порядку величины равная единицам электронвольт; N — число узлов решетки в данном объеме; A_1 — целое число (обычно близкое единице), характеризующее количество одинаковых междоузлий в расчете на один атом решетки. Дислоцированные атомы и вакансии могут диффундировать в решетке. Диф-

фузия дислоцированного атома происходит путем перехода его из одного междоузлия в другое, а диффузия вакансий — путем эстафетного заполнения ее соседними атомами.

2.2. Точечные дефекты по Шоттки

Помимо внутреннего испарения возможно полное или частичное испарение атомов с поверхности кристалла. При полном испарении атом покидает поверхность кристалла и переходит в пар (рис. 2.2, *а*). При частичном испарении атомы выходят из узлов решетки на поверхность кристалла, где они как бы надстраивают новый слой кристаллической решетки (рис. 2.2, *б* и *в*).

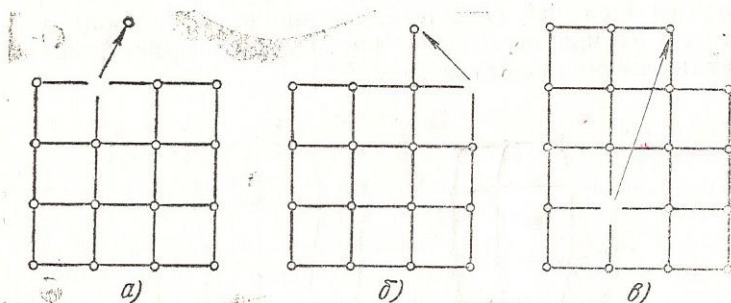


Рис. 2.2. Дефекты по Шоттки: *а* — образование вакансии вследствие полного «испарения» атома; *б*, *в* — образование вакансии вследствие частичного «испарения» атома

В случаях *а* и *б* представленные на рис. 2.2 вакансии, образованные в поверхностном слое, могут путем замещения втягиваться вглубь кристалла и диффундировать по его объему. Этим вакансиям уже нельзя поставить в соответствие дислоцированные атомы, так как их образование не сопровождается одновременным внедрением атомов в междоузлия. Такого рода вакансии называют дефектами по Шоттки. Для кристалла, содержащего N узлов, равновесное количество вакансий $n_{\text{ш}}$ равно

$$n_{\text{ш}} = N \exp(-E_{\text{ш}}/kT), \quad (2.2)$$

где $E_{\text{ш}}$ — энергия образования вакансий. Она несколько ниже $E_{\text{ф}}$.

2.3. Точечные дефекты в виде примесей

Примеси являются одним из наиболее распространенных и важных дефектов структуры реальных кристаллов. Современные способы очистки не позволяют получать абсолютно чистые материалы. Даже наиболее чистые из них содержат до 10^{-9} % примесей, что соответствует содержанию 10^{17} атомов примеси в 1 м^3 вещества. В зависимости от природы примесей они могут находиться в кристалле в растворенном состоянии или в виде более или менее крупных включений. Процесс растворения состоит в том, что примесные атомы внедряются в промежутки между атомами кристалла (раствор внедрения) или замещают часть этих атомов, размещаясь в узлах решетки (раствор замещения). Так как чужеродные атомы по своей физической природе и размерам отличаются от атомов основного кристалла, их присутствие вызывает искажение решетки (рис. 2.3).

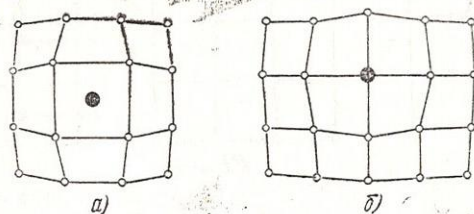


Рис. 2.3. Искажение кристаллической решетки примесями: а — раствор внедрения; б — раствор замещения

Примеси могут оказывать существенное влияние на различные свойства твердых тел: электрические, магнитные, тепловые, оптические, механические. Они являются центрами рассеяния различных носителей в твердых телах.

2.4. Дислокации

Линейный дефект представляет собой дислокацию. Геометрические соображения позволяют выделить три вида дислокаций: краевые, называемые иногда дислокациями Тейлора, винтовые (дислокации Бюргерса) и смешанные. Все три типа дислокаций являются формами нарушения упорядочен-

ности расположения атомов вдоль линии внутри кристаллической решетки. Смешанная дислокация представляет собой совокупность краевой и винтовой дислокаций.

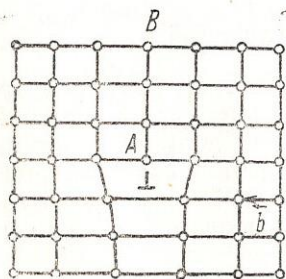


Рис. 2.4. Линейная дислокация

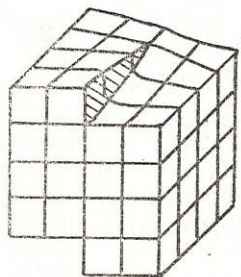


Рис. 2.5. Винтовая дислокация

Чтобы представить себе краевую дислокацию, рассмотрим резиноподобный прямоугольный параллелепипед. Представим, что он разрезан до половины высоты, края разреза раздвинуты и в образовавшуюся щель вставлена дополнительная полуплоскость атомов. Затем края разреза возвращаются обратно и насколько возможно тесно примыкают друг к другу. В результате около края дополнительной полуплоскости нарушается правильное чередование атомных плоскостей, как это показано на рис. 2.4, и образуется линия краевой дислокации.

Винтовую дислокацию можно представить себе геометрически, рассматривая резиноподобную модель, как и в случае краевой дислокации. Однако вместо того, чтобы раздвигать края разреза, заставим их скользить друг по другу параллельно краю разреза, а затем после сдвига на одно межатомное расстояние соединим их. Это приводит к нарушению правильной структуры около внутреннего края разреза, называемого винтовой дислокацией (рис. 2.5).

Вектор \vec{b} , равный по величине межатомному расстоянию, называется вектором сдвига или вектором Бюргерса. Направление этого вектора относительно линии дислокации характеризует тип дислокации. Если вектор Бюргерса перпендикулярен линии дислокации, то дислокация краевая. Для винтовой дислокации вектор Бюргерса параллелен линии дислокации. В том случае, когда вектор Бюргерса не парал-

лелен и не перпендикулярен линии дислокации, то будет дислокация смешенного типа, содержащая элементы как краевой, так и винтовой дислокаций.

2.5. Перемещение дислокаций

Чтобы понять идею движения дислокаций, рассмотрим простую краевую дислокацию, изображенную на рис. 2.6. Отметим, что касательное напряжение должно совершить работу, чтобы отодвинуть атом 1 от атома 2. Но одновременно с этим атом 4 приближается к равновесному положению относительно атома 5. До приложения внешнего напряжения

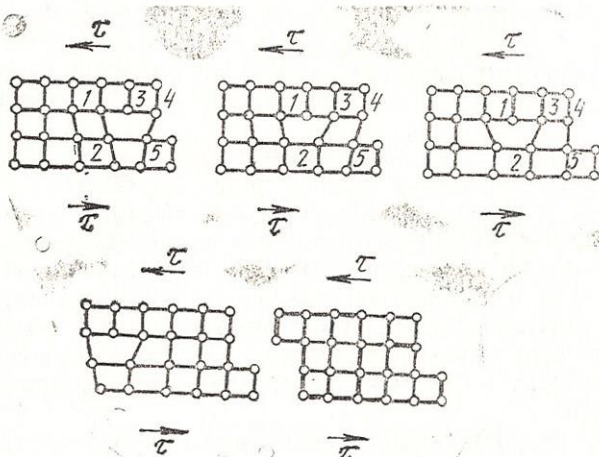


Рис. 2.6. Скольжение дислокаций

дислокация была сосредоточена у атома 2. При приложении достаточного по величине касательного напряжения возникает такое поле сил, что связь между атомами 1—2 будет разрушена и образуется новая связь атомов 2—3. В то же время происходит перестройка энергетических связей между другими атомами, при которой сохраняется примерный баланс между выделившейся и поглощенной энергией. Окончательный эффект состоит в том, что дислокация передвигается влево при полных затратах внешней энергии много меньших, чем потребовалось бы для разрыва связей при одно-

временном смещении всех атомов, расположенных выше плоскости, где происходит скольжение. Ситуация примерно аналогична следующей. Тяжелый ковер трудно сдвинуть сразу, прикладывая силу. Гораздо легче образовать сначала складку и передвигать ее, пока складка не схлопнется, дойдя до другого края ковра. Точно так же происходит смещение и при движении дислокации вдоль плоскости скольжения.

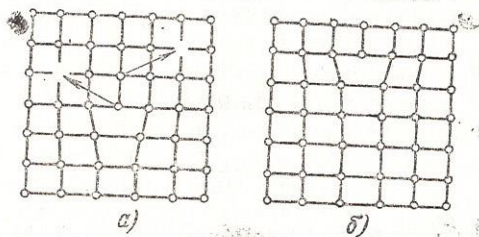


Рис. 2.7. Переползание дислокаций за счет движения вакансий

Краевая дислокация движется параллельно своему вектору Бюргерса, а винтовая перпендикулярно ему. В случае движения краевой дислокации плоскость скольжения определяется единственным образом. Для винтовой дислокации плоскость скольжения не определена, ей может быть любая плоскость, которую пересекает вектор Бюргерса.

Таким образом, если винтовая дислокация при своем движении вдоль некоторой плоскости скольжения встретила препятствие, она может обойти его, перейдя на другую плоскость. Такой переход на другую плоскость называется поперечным скольжением. У краевых и смешанных дислокаций аналогичного поведения не наблюдается, поскольку для них плоскости скольжения определяются однозначно. Однако, если по каким-либо причинам нижний ряд атомов дополнительной плоскости будет удален, то эта плоскость будет заканчиваться уже на новой, параллельной прежней плоскости скольжения. Этот процесс, схематично изображенный на рис. 2.7, а, б, называется переползанием дислокаций. Переползание дислокаций является результатом диффузии вакансий в дислокацию, как показано на рис. 2.7, или диффузии межузельных атомов в дислокацию. Переползание дислокаций определяется диффузией и поэтому в значительной степени чувствительно к температуре. При криотемпературах

переползание дислокаций несущественно, так как низка диффузионная подвижность атомов.

Контрольные вопросы

1. Определить равновесное количество вакансий $n_{\text{ш}}$ для алюминия при температурах $T=4\text{ К}$; $T=300\text{ К}$ и $T=900\text{ К}$. Принять значение энергии образования вакансий $E_{\text{ш}}=0,75\text{ эВ}$. Расстояние между узлами кристаллической решетки алюминия $r_0=4\text{ \AA}$.

2. Типы дефектов кристаллических решеток.
3. Что такое дислокация? Виды дислокаций.
4. Как осуществляется движение дислокаций?

3. ДЕФОРМАЦИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Под деформацией будем понимать изменение взаимного расположения точек твердого тела, при котором меняется расстояние между ними в результате внешнего воздействия. На рис. 3.1 показан примерный вид зависимости относительных удлинений стального образца от растягивающей внешней

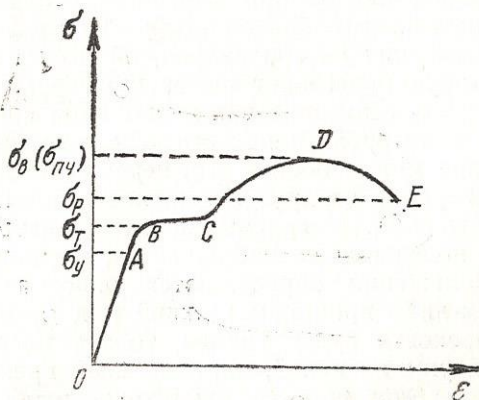


Рис. 3.1. Диаграмма деформации

ней нагрузки. Этот график получил название диаграммы растяжения. Для этой диаграммы типично наличие нескольких участков. Область OA соответствует упругим деформациям.

Здесь имеет место линейная зависимость внешней нагрузки от деформации. После снятия нагрузки форма и размеры образца восстанавливаются до первоначальных, т. е. деформация обратима.

Вслед за небольшим криволинейным отрезком кривой AB начинается горизонтальный участок BC —область пластических деформаций. На этом участке деформации возрастают без увеличения внешней нагрузки. Если образец имеет полированную поверхность, то во время пластических деформаций он покрывается сеткой линий, составляющих угол в 45° к продольной оси образца. Это линии наибольших сдвигов, или линии скольжения, получившие название линий Чернова. Деформация на этом участке уже необратима.

Участок CD — область деформационного упрочения, рост деформаций вызывается дополнительной нагрузкой. После достижения максимальной нагрузки на образце появляется шейка и наступает стадия разрушения (участок DE). Полученную диаграмму, как правило, пересчитывают в системе координат напряжение — деформация. Напряжение вычисляется делением соответствующей силы P на первоначальную площадь образца S , деформации вычисляются делением абсолютных удлинений на длину рабочей части образца. Полученный таким путем график носит название диаграммы напряжений.

3.1. Упругая деформация

При действии на образец внешней растягивающей нагрузки P расстояние между атомами кристаллической решетки увеличивается. Это приводит к нарушению равенства сил притяжения и отталкивания, которое характерно для равновесного состояния атомов в решетке. Возникает внутренняя сила, стремящаяся вернуть атомы в первоначальное положение равновесия. Величина этой силы численно равна

$$F_{\text{вн}} = N\beta x, \quad (3.1)$$

где N — число атомов, находящихся в слое площадью S ; β — жесткость связи между атомами кристалла; x — смещение атомов от положения равновесия.

Напряжения σ , которые возникают в растянутом образце, будут равны

$$\sigma = \frac{F_{\text{вн}}}{S} = \frac{N}{S} \beta x. \quad (3.2)$$

Умножая и деля правую часть (3.2) на расстояние между атомными слоями r_0 , получим

$$\sigma = \frac{N}{S} \beta r_0 \frac{x}{r_0} = E \cdot \varepsilon, \quad (3.3)$$

где $E = \frac{N}{S} \beta r_0$ — модуль упругости или модуль Юнга; $\varepsilon = \frac{x}{r_0}$ — относительное изменение параметра решетки в направлении действия силы P или продольная деформация при растяжении.

Формула (3.3) выражает известный закон Гука, согласно которому напряжения пропорциональны деформациям. Коэффициентом пропорциональности служит модуль упругости E . Величина его зависит только от природы атомов, образующих тело, и их взаимного расположения. Изменить его можно лишь путем перехода к другому составу или внутренней структуре твердого тела. Однако и в этом случае значение E меняется относительно слабо. Так, введение в медь до 40% цинка лишь незначительно изменяет модуль упругости E (приблизительно на 30%), хотя другие свойства меняются при этом очень сильно.

Мы рассмотрели деформацию растяжения. Однако все рассуждения справедливы и для других видов деформации — сжатия, изгиба, сдвига. В последнем случае следует брать вместо модуля упругости модуль сдвига G . Значения модуля упругости и модуля сдвига для некоторых металлов представлены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Модули упругости E и сдвига G

Материал	Модуль упругости	
	E , ГПа	G , ГПа
Алюминий	69	25—29
Вольфрам	400	155
Магний	435—510	171—184
Медь	110	40
Цинк	84	32

Влияние температуры на модуль упругости тесно связано с изменением коэффициента температурного расширения.

С понижением температуры кристалл сжимается, так как при этом ангармоничность колебаний атомов относительно их средних положений приводит к уменьшению межатомных расстояний. Последнее в свою очередь вызывает увеличение восстанавливающих сил и модуля упругости. При достижении температуры приблизительно $\Theta_d/3$ возрастание модуля замедляется и вблизи абсолютного нуля модуль становится не зависящим от температуры, как это и следует из теоремы Нернста. Возрастание модуля Юнга можно приблизительно оценить по эмпирическому правилу, согласно которому снижение температуры на 1 К приводит к росту модуля упругости на 0,03% [4].

3.2. Пластическая деформация

Пластическая деформация в кристалле реализуется одним или несколькими способами: скольжением, двойникованием и скольжением по границам зерен. Основным видом пластической деформации является скольжение. Если скольжение затруднено, то значительный вклад в пластическую деформацию вносит двойникование. При высоких температурах и малых скоростях деформирования возможна деформация по границам зерен.

В любой кристаллической решетке некоторые плоскости и направления более других предрасположены к возникновению в них скольжения. Деформация скольжением развивается по плоскостям и направлениям, на которых плотность атомов максимальна. Совокупность направления и плоскости скольжения называется системой скольжения. Для каждой кристаллической решетки может быть несколько систем скольжения: так, например, у металлов с ГЦК решеткой (Cu, Al, Ni) 12 систем скольжения, в металлах с ОЦК решеткой (Cr, V, Mn) число систем скольжения составляет 48, у металлов с ГПУ решеткой (Zn, Mg) — 3. Эти металлы менее пластичны, чем металлы с ОЦК и ГЦК решеткой. Замечено, что расположение плоскостей скольжения зависит от температуры и величины предварительной пластической деформации, а направление скольжения от этих факторов не зависит. При пониженных температурах увеличение приложенных сдвиговых напряжений с целью увеличения пластической деформации приводит в первую очередь к образованию новых линий скольжения, а не к развитию существующих. Это указывает на то, что в результате процесса сколь-

жения плоскости скольжения начинают сильнее сопротивляться сдвигу.

Если бы речь шла об идеальных кристаллах, то в скольжении должны были бы одновременно участвовать все атомы, находящиеся в плоскости сдвига. Для такого жесткого сдвига требуется критическое касательное напряжение

$$\tau_{кр} = \frac{C}{2\pi} \approx 0,16G. \quad (3.4)$$

В реальных кристаллах для сдвига требуются напряжения приблизительно $10^{-4} G$. Столь значительное расхождение теоретических и экспериментальных значений критических касательных напряжений обусловлено тем, что в реальных кристаллах всегда присутствуют дислокации. Поэтому сдвиг начинается не по всей плоскости одновременно, а только в каком-либо одном месте. При постоянно действующем напряжении дислокация, как по эстафете, передается от одной атомной плоскости к другой, последовательно вытесняя при этом каждый соседний ряд атомов до тех пор, пока дислокация не выйдет на поверхность кристалла (см. рис. 2.6), образуя ступеньку размером в вектор Бюргерса. Обычно в процессе скольжения участвуют не одна дислокация, а десятки и сотни. При этом происходит перемещение их в пересекающихся плоскостях и образование новых дислокаций. Макроскопически это проявляется в появлении линий Чернова [6].

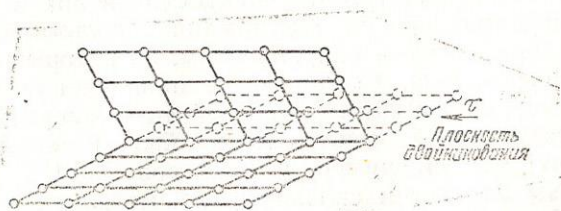


Рис. 3.2. Пластическая деформация двойникованием

Таким образом, явление текучести, которое наблюдается при пластическом деформировании, можно объяснить наличием скоплений дислокаций, которые начинают двигаться при достижении действующим напряжением некоторой критической величины. При этом наблюдается пластическое течение образца (участок *BC* на рис. 3.1) при достижении предела текучести.

При пластической деформации двойникованием атомные плоскости кристалла сдвигаются параллельно плоскости двойникования на разные расстояния (рис. 3.2). Деформация двойникованием идет в тех случаях, когда скольжение по тем или иным причинам затруднено. Наиболее часто двойникование наблюдается при низких температурах и высоких скоростях деформирования.

Двойникование по одной плоскости не может обеспечивать значительной пластической деформации. Это объясняется тем, что смещение атомов в каждой плоскости двойникования происходит один раз и на доли межатомного расстояния. По своей величине деформация двойникованием может достигать нескольких процентов, в то время как скольжение может приводить к деформации в несколько сотен процентов.

3.3. Деформационное упрочнение и разрушение

Сильное влияние на предельное значение касательного напряжения оказывает явление деформационного упрочнения. Деформационное упрочнение — это процесс, в результате которого напряжение, требуемое для появления пластических деформаций, увеличивается вследствие предварительного пластического деформирования. Увеличение плотности дислокаций, приводящее к снижению их подвижности, макроскопически проявляется как деформационное упрочнение. Чем плотнее скопление дислокаций, тем больше величина напряжений, вызывающая прохождение дислокации через это скопление.

Твердые тела могут испытывать два вида разрушения: вязкое или хрупкое. Вязкое разрушение наблюдается, когда пластическая деформация образца достигает такой величины, что он разделяется на две части. Пластический разрыв представляет собой медленное распространение трещины вследствие образования и соединения пор и пустот.

Хрупкое разрушение происходит, когда упругая деформация достигает такой величины, что разрушаются первичные межатомные связи по плоскости, перпендикулярной действующему нормальному напряжению. Хрупкое разрушение представляет собой быстрое распространение трещины после незначительной пластической деформации или вообще без нее. После начала роста трещины при хрупком разрушении скорость ее распространения быстро возрастает от нуля до величины, равной примерно трети скорости распространения

звука в кристалле. Хрупкое разрушение наблюдается при криотемпературах у неметаллов и у многих металлов (за исключением, например, металлов, имеющих ГЦК решетку).

3.4. Микроскопический механизм пластической деформации

Дефекты, всегда имеющиеся в кристалле, создают вокруг себя поле внутренних напряжений, существующих даже в отсутствие внешних воздействий. Источники напряжений можно разделить на два типа — локальные и протяженные. Локальные источники создают поля внутренних напряжений, которые быстро убывают при удалении от источника, обращаясь в нуль на расстоянии порядка межатомного. Эти источники и напряжения называют близкодействующими. К ним относятся примесные атомы, дислокации, радиационные повреждения. Протяженные источники создают поля напряжений, которые распространяются на большие (по сравнению с периодом решетки) расстояния и называются дальнедействующими. Источниками дальнедействующих напряжений являются скопления примесных атомов, дислокации в параллельных плоскостях и т. д.

В среднем внутренние напряжения препятствуют движению дислокаций, ослабляя действие деформирующего напряжения σ . В результате отдельная дислокация движется как бы под действием эффективного напряжения

$$\sigma^* = \sigma - \sigma_i,$$

где σ_i обозначает средний уровень внутренних напряжений. Физически компонента σ^* представляет собой ту часть внешнего напряжения, которая идет на преодоление близкодействующих внутренних напряжений, компонента σ_i — часть напряжений, обеспечивающая преодоление дальнедействующих напряжений. Дальнедействующие внутренние напряжения, по сравнению с близкодействующими, медленно меняются при переходе от одной точки кристалла к другой. Это означает, что в общем случае при преодолении дальнедействующих препятствий дислокация должна иметь значительно большую энергию, чем при преодолении близкодействующих препятствий.

В принципе возможны различные механизмы преодоления препятствий движущимися дислокациями. Если внешнее напряжение велико, то примеси не препятствуют движению дислокации и она перемещается с большой скоростью. В этом случае главную роль в ограничении ее подвижности играют

динамические механизмы трения. При малых напряжениях перемещение дислокаций также возможно, однако осуществляется оно за счет тепловых флуктуаций, перебрасывающих участки дислокаций через препятствия. Поскольку наиболее вероятны небольшие флуктуации, этот механизм пригоден только для преодоления слабых препятствий (энергетических барьеров). Оценка величины флуктуаций, которые могут наблюдаться в опытах по пластической деформации, дает значения менее $50 k \cdot T$ [4]. Это означает, что на азотном уровне температур при помощи термических флуктуаций могут преодолеваются препятствия, максимальная энергия активации которых составляет около $5 \cdot 10^{-20}$ Дж.

С повышением температуры энергетические барьеры, связанные с близкодействующими напряжениями, преодолеваются легче и, следовательно, для уравнивания напряжений, создаваемых близкодействующими источниками, нужно приложить меньшее внешнее напряжение. Таким образом, часть напряжений, сильно зависящих от температуры, называется термическими напряжениями σ^* . Напряжение σ_i , создаваемое дальнедействующими источниками, не может быть преодолено термофлуктуационным путем, так как энергия этих барьеров высока. Следовательно, это напряжение не зависит от температуры и поэтому называется атермической составляющей напряжения.

Для получения зависимости предела текучести от температуры проанализируем механизм преодоления препятствий дислокациями. Если дислокация может преодолеть барьер при помощи термических флуктуаций, то средняя скорость ее движения определяется скоростью открепления от препятствий. Выражение для средней скорости термоактивированного движения дислокаций имеет в этом случае следующий вид [4]:

$$v = v_0 \exp(-\Delta G/kT), \quad (3.5)$$

где v_0 — константа, характеризующая материал; ΔG — свободная энергия активации Гиббса (термодинамический потенциал).

Скорость движения дислокаций связана со скоростью пластической деформации соотношением

$$\dot{\epsilon} \approx 0,5 b N v, \quad (3.6)$$

где b — вектор Бюргерса дислокаций; N — плотность подвижных дислокаций.

Подставив соотношение (3.5) и (3.6), получим

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp(-\Delta G/kT), \quad (3.7)$$

где $\dot{\varepsilon}_0 = bNv_0$.

Свободная энергия Гиббса ΔG может быть выражена через свободную энергию Гельмгольца ΔF и работу, которую совершают силы, действующие на дислокацию, в момент преодоления ею барьера:

$$\Delta G = \Delta F - (\sigma - \sigma_i) b l R = \Delta F - \sigma^* b l R, \quad (3.8)$$

где l — средняя длина дислокации; R — среднее расстояние, на которое перемещается дислокация.

Произведение $lR = \Delta A$ называется активационной площадью, а $b l R = V^*$ — активационным объемом.

Имея в виду, что $\Delta F = \Delta U - TS$, получим

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp[-(\Delta U - \sigma^* V^* - T\Delta S)/kT]. \quad (3.9)$$

Здесь ΔU — изменение внутренней энергии системы вблизи термического препятствия, функция эффективного напряжения.

Пренебрегая, в первом приближении, зависимостью энтропии от температуры, внесем энтропийный член $\exp(\Delta S/k)$ в предэкспоненциальный множитель. Тогда получим

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp[-(\Delta U - \sigma^* V^*)/kT]. \quad (3.10)$$

Определим из (3.10) эффективное напряжение:

$$\sigma = \sigma_i + \left(\Delta U - kT \ln \frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}} \right) \frac{1}{V^*} = \sigma_i + k \ln \frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}} (T_0 - T), \quad (3.11)$$

где

$$T_0 = \Delta U / \left(k \ln \frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}} \right).$$

При $T = T_0$ эффективное напряжение σ^* обращается в нуль, напряжение σ равно среднему внутреннему напряжению σ_i , которое от температуры почти не зависит (атермическая компонента). Это означает, что с помощью внешней нагрузки преодолеваются внутренние напряжения, определяемые дальнедействующими полями напряжений. Увеличение температуры не приводит к изменению характера зависимости, так как уже при $T = T_0$ средние термические флуктуации имеют такую величину, что дислокации преодолевают препятствия

только за их счет, т. е. при отсутствии эффективных напряжений. Таким образом, при $T > T_0$

$$\sigma = \sigma_i. \quad (3.12)$$

При $T < T_0$

$$\sigma_T = P - QT, \quad (3.13)$$

где σ_T — предел текучести; $P = \sigma_{iT} + \Delta U/V^*$; $Q = k \ln \frac{\epsilon_0}{\epsilon}$; σ_{iT} — внутреннее напряжение на пределе текучести.

Для деформирующего напряжения уравнение имеет такой же вид, как и (3.13), за исключением того, что вместо σ_{iT} в него должна входить величина σ_i , соответствующая деформации, при которой измеряется деформирующее напряжение. Очевидно, что при $T < T_0$ предел текучести и деформирующее напряжение монотонно возрастают с понижением температуры. Теоретическая зависимость имеет линейный характер; практически внутренние напряжения и в ряде случаев активационный объем слабо зависят от температуры, поэтому зависимость $\sigma_T(T)$ отклоняется от линейной (рис. 3.3).

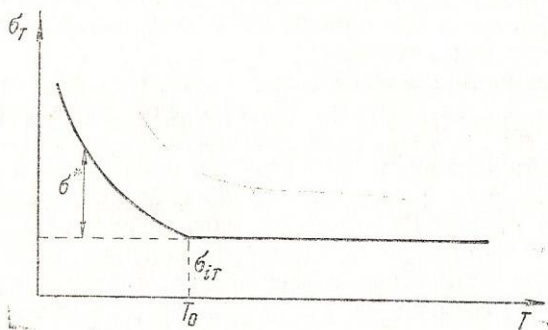


Рис. 3.3. Температурная зависимость деформирующего напряжения

Соотношение (3.13) объясняет повышение предела текучести и деформирующего напряжения при понижении температуры.

Представление об уровне характеристической температуры дает табл. 3.2.

Экспериментальные исследования показали, что зависимость (3.13) выполняется приблизительно до водородного уровня температур. При дальнейшем снижении температуры у подавляющего числа металлов и сплавов наблюдаются отклонения температурных зависимостей предела текучести и

Таблица 3.2

Экспериментальные значения атермической области температурной зависимости предела текучести [4]

Металл	Чистота металла, %	T_0 , К
Железо	99,999	273
Вольфрам	99,99	90
Кадмий	99,98	210
Свинец	99,999	77,3
Ниобий	99,8	140
Алюминий	99,99	100
Никель	99,88	135
Серебро	99,9	30

деформирующего напряжения от монотонной кривой. Различают, по крайней мере, три разновидности таких отклонений:

а) уменьшение величины $d\sigma/dT$ и в частном случае независимость σ от температуры;

б) изменение знака $d\sigma/dT$;

в) сложная зависимость, при которой изменение знака происходит, по крайней мере, два раза. К настоящему времени для объяснения этих эффектов разработано большое число теорий. Этот факт уже сам по себе свидетельствует о незавершенности существующих теоретических представлений, частном характере исходных физических моделей. Тем не менее некоторые теории механизма низкотемпературной пластической деформации представляют определенный интерес.

В интересующей нас области предельно низких температур, когда тепловое движение сильно подавлено, возможно, в частности, проявление квантовых эффектов. Один из путей квантово-механического рассмотрения движения дислокаций основан на идее их туннелирования (т. е. своеобразного просачивания) через препятствия. Теоретические оценки температур начала туннелирования дают значения от 0,05 до 10 К. Рассмотрено также влияние нулевых колебаний на процесс термофлуктуационного движения дислокаций. Правомерность

такого подхода обоснована значительной энергией нулевых колебаний, в ряде случаев сравнимой с величиной потенциального барьера.

Учет энергии нулевых колебаний приводит к тому, что с понижением температуры (при $T \ll \Theta_D$) вероятность отрыва дислокаций убывает слабее (т. е. σ_T растет слабее), чем в области более высоких температур.

Контрольные вопросы

1. Оценить напряжение, возникающее при растяжении медного образца, если его относительное удлинение при комнатной температуре составляет 0,05%.

2. Как изменится результат задачи № 1, если опыт производится при температуре жидкого азота?

3. Определить теоретическую прочность кристалла вольфрама на сдвиг.

4. Что такое эффективное напряжение?

5. Как изменяется предел текучести с понижением температуры?

6. В чем отличие механизмов вязкого и хрупкого разрушения?

4. МАТЕРИАЛЫ КРИОГЕННОЙ ТЕХНИКИ И ХАРАКТЕР ЗАВИСИМОСТИ ИХ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Понижение температуры эксплуатации оборудования приводит к увеличению прочности, снижению пластичности и вязкости, повышению вероятности хрупкого разрушения. Главное требование, предъявляемое к материалам низкотемпературных конструкций, — отсутствие хладноломкости. Хладноломкость — свойство материала терять вязкость и хрупко разрушаться при понижении температуры. Ее количественной характеристикой является порог хладноломкости — температура, при которой величина ударной вязкости снижается наполовину. Очевидно, надежная работа материала в условиях низких температур может быть обеспечена в том случае, когда температурный порог хладноломкости материала имеет меньшую величину, чем температура его эксплуатации. В качестве примера в табл. 4.1 представлен диа-

Таблица 4.1

Температурные интервалы применения конструкционных материалов [2]

Материал	Граничная температура надежной работы материала, К	
	без дополнительной обработки	после улучшения хладостойкости
Сталь		
Углеродистая:		
обыкновенного качества	253	223
качественная	243	213
низколегированная типа 09Г2С	233	213
Никелевая:		
с 6% Ni (ОН6)	173	123
с 9% Ni (ОН9)	123	77
мартенситно-старееющая		
03Х9К14Н6М3Т	77	20
Аустенитная:		
хромомарганцевая 03Х13АГ19	143	77
хромоникелевая 12Х18Н10Т	20	4
инвар 36 Н	4	4
Алюминий и его сплавы:		
АД1, АМц	4	4
с магнием (АМг 1, АМг 5)	20	4
дюралюминий (Д 16)	77	20
высокопрочные (типа В 95)	77	20
Сплавы на основе титана:		
BT5-1	20	4
BT3-1	77	20
Медь и ее сплавы:		
М1р, М2р, М3р	4	4
Бр АЖНЮ-4-4	77	20
Л63, ЛЖ Мц 59-1-1	20	4
БрБ ₂	4	4

пазон эксплуатационных температур некоторых конструкционных материалов.

4.1. Металлы с ГЦК решеткой

Аустенитные стали с ГЦК-решеткой — основные конструкционные материалы для устройств, работающих на уровне температур ниже 90 К. Наиболее распространены хромоникелевые стали типа 12Х18Н10Т, содержащие 16—22% хрома и 8—14% никеля. Их отличают хорошие показатели вязкости и пластичности при низких температурах и коррозион-

ная стойкость. Эти стали подчиняются общей закономерности: с понижением температуры повышаются их прочностные характеристики и ухудшаются пластические свойства. Однако снижение характеристик пластичности происходит в гораздо меньшей степени, чем у углеродистых и низколегированных сталей, что обеспечивает достаточно высокую надежность вплоть до гелиевых температур. Характеристики механических свойств высоколегированных сталей приведены в приложении (табл. П.1).

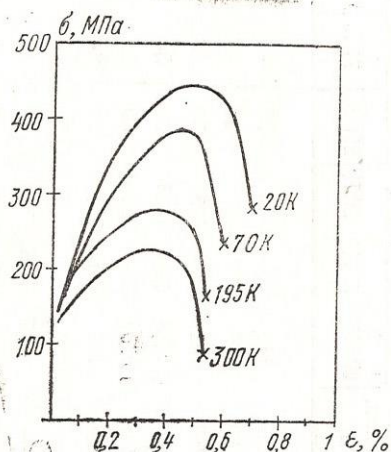


Рис. 4.1. Кривые деформации меди

У цветных металлов и сплавов при понижении температуры наряду с увеличением показателей прочности наблюдается весьма слабое понижение (а иногда даже некоторое возрастание) пластичности и ударной вязкости. По этой причине цветные металлы и сплавы находят самое широкое применение в криогенной технике. Механические свойства некоторых цветных металлов и сплавов представлены в табл. 4.2 и приложении (табл. П.2). В качестве примера на рис. 4.1 приводятся результаты испытаний на растяжение для медного образца [4].

Представленные данные позволяют отметить, что при практически постоянном пределе текучести, предел прочности и величина равномерного удлинения возрастают с пониже-

Механические свойства металлов технической чистоты при низких температурах [5]

Металл	Решетка	Содержание металла, %	Предел прочности, МПа			Относительное удлинение, %			Сужение, %		
			290 К	77 К	20 К	290 К	77 К	20 К	290 К	77 К	20 К
Алюминий	ГЦК	99,7	118	266	342	29	42	45	86	75	66
Медь	То же	99,9	235	372	450	29	41	48	70	72	74
Никель	—«—	99,8	442	618	775	35	46	48	77	69	69
Свинец	—«—	99,98	27,5	44,2	69,5	26	34	36	—	—	—
Серебро	—«—	99,41	176	284	352	39	82	83	90	83	79
Молибден	ОЦК	99,31	480	530	530	3	0	0	3	3	
Натрий (электrolитический)	ОЦК	—	13,7	18,6	39,2	19	18	60	—	—	—
Магний	ГПУ	99,9	118	157	266	5	5	5	10	7	8

нием температуры. Высокие значения предела прочности и равномерного удлинения связаны с тем, что скольжение в данном случае является термически активируемым и при низких температурах затрудняется.

4.2. Металлы с ОЦК решеткой

К металлам с ОЦК структурой относятся щелочные металлы I группы (Li, Na, K, Rb, Cs) и переходные металлы Va, VIa и VII групп периодической таблицы. Щелочные ме-

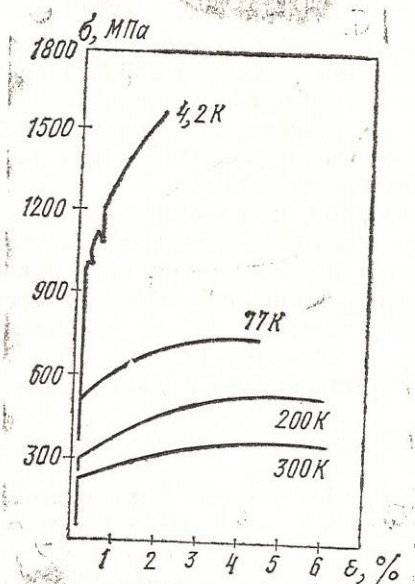


Рис. 4.2. Кривые деформации поликристаллического армко-железа при низких температурах

таллы являются природно мягкими, пластичными и химически активными. В силу этого их практическое применение в качестве конструкционных материалов криогенной техники не представляет интереса. Переходные металлы тверды и тугоплавки, однако их практическое применение при криотемпературах ограничено. Дело в том, что эти металлы чувствительны к наличию весьма малых количеств примесных ато-

мов, особенно атомов внедрения. В то время, как металлы с ГЦК решеткой малочувствительны к примесям (при концентрации менее 1%), снижение содержания примесей на величину порядка 10^{-3} % может перевести некоторые металлы с ОЦК решеткой из твердого хрупкого состояния в сравнительно мягкое и пластичное. По этой причине часто наблюдается большое несоответствие между свойствами технических чистых металлов с ОЦК решеткой и высокочистых лабораторных образцов.

Ранее мы отмечали, что для металлов с ГЦК решеткой характерна нечувствительность предела текучести к изменениям температуры. Для металлов с ОЦК структурой характерно чрезвычайно большое возрастание предела текучести при температурах ниже примерно 250 К. Представленные на рис. 4.2 кривые деформации поликристаллического армко-железа показывают наличие на кривой деформации при гелиевой температуре так называемого зуба текучести (резкое изменения предела текучести).

Это явление связано, по-видимому, с блокированием дислокаций атомами примесей внедрения. Вторая характерная особенность — почти полная потеря пластичности при очень низких температурах. Причиной этого является резкое ограничение величины пластической деформации скольжением и заметный вклад в общую деформацию двойникования, которое происходит взрывообразно и дает зубцы на кривой деформации.

Стали с ОЦК решеткой используются главным образом для работы при температурах климатического холода. При понижении температуры прочностные характеристики углеродистых и низколегированных сталей возрастают, в то же время уменьшаются ударная вязкость и относительное сужение, резко понижается относительное удлинение. Такой характер зависимости механических свойств от температуры ограничивает температурный интервал применения указанной группы сталей значением $T \approx 230$ К. Изменение механических характеристик низколегированных и углеродистых сталей в зависимости от температуры представлено в приложении (табл. П.3 и П.4).

4.3. Металлы с ГПУ решеткой

Наиболее благоприятная комбинация факторов, способствующих высокой пластичности, наблюдается у титана, цир-

кония и магния. Кроме того, эти металлы имеют сравнительно малую плотность, и поэтому они и их сплавы считаются перспективными для конструкций, работающих в области низких температур. Особый интерес представляет в этом пла-

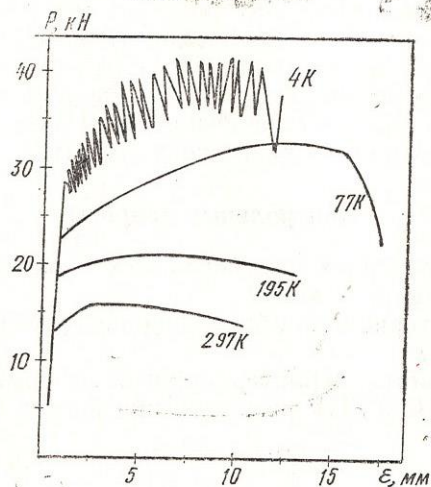


Рис. 4.3. Кривые деформации титана технической чистоты

не титан. Кривые деформации титана (рис. 4.3) показывают, что предел текучести повышается с понижением температуры.

Механические свойства металлов с ГПУ решеткой можно рассматривать как средние между свойствами металлов с ОЦК и ГЦК решетками. Величина равномерного удлинения металлов с ГПУ решеткой возрастает с понижением температуры до 77 К, однако при 4,2 К на кривой деформации появляются зубцы и пластичность несколько уменьшается.

Объяснение пилообразного характера кривых деформации может быть дано на основе механизма «адиабатической деформации», существо которого состоит в следующем. При низких температурах ($T \ll \Theta_D$) теплоемкость металла пропорциональна кубу температуры (закон Дебая). Поэтому подвод постоянной энергии при испытаниях вызывает локальное возрастание температуры (тем выше, чем ниже общая тем-

пература). Если напряжение течения быстро уменьшается с повышением температуры, то в результате локального нагрева возможно снижение напряжения течения — большее, чем его повышение вследствие деформационного упрочения. Условия при такой ситуации нестабильны, и нагретый участок образца катастрофически быстро течет при действии снижающегося приложенного напряжения (нагрузки). При достижении некоторого минимального напряжения течения прекращается, образец охлаждается. Нагрузка при этом возрастает до ее первоначального значения в условиях упругой деформации, после чего может снова начаться течение.

Контрольные вопросы

1. Какие требования предъявляются к материалам низкотемпературных конструкций?
2. Какие материалы наиболее широко применяются в криогенной технике?
3. Как меняется характер кривых деформации кристаллов с ГЦК, ОЦК и ГПУ решеткой при низких температурах?

5. ПЛАСТИЧНОСТЬ МЕТАЛЛОВ ПРИ ПЕРЕХОДЕ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ СОСТОЯНИЕ

5.1. Экспериментальные результаты

Первые работы по изучению механических свойств металлов в сверхпроводящем состоянии начались сразу же после открытия Каммерлинг Оннесом этого явления. Результаты этих работ показали, что переход металла из нормального в сверхпроводящее состояние не приводит к изменению его механических свойств. Однако перспективы практического использования сверхпроводимости, появившиеся в шестидесятые годы, и успехи в разработке теории этого эффекта вызвали повышение интереса к прикладным вопросам физики металлов. Новые исследования показали, что одна из важнейших пластических характеристик материала — предел текучести σ_T при n — s переходе всегда убывает и изменяется на величину порядка нескольких десятков процентов. На рис. 5.1 представлены кривые деформации, показывающие разницу в значениях предела текучести монокристаллов свинца в

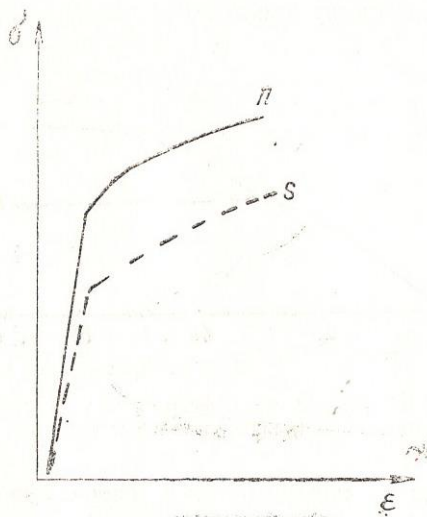


Рис. 5.1. Кривые деформации монокристаллов свинца

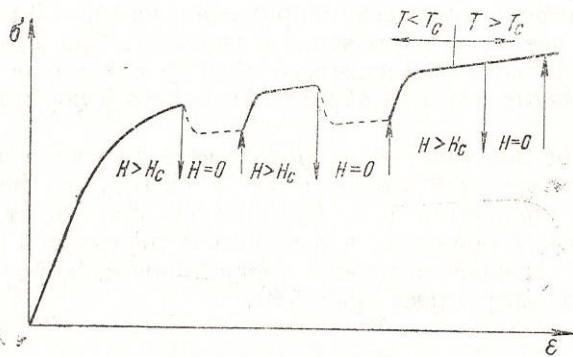


Рис. 5.2. Схематическая диаграмма растяжения сверхпроводника

нормальном и сверхпроводящем состояниях (в произвольном масштабе). Предел текучести в n -состоянии больше, чем в s -состоянии, на величину около 40%.

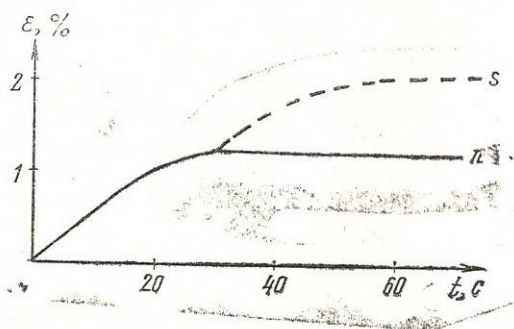


Рис. 5.3. Кривая ползучести свинца в сверхпроводящем и нормальном состояниях

При переходе из нормального в сверхпроводящее состояние снижается не только предел текучести, но и деформирующее напряжение по всей кривой деформации. На рис. 5.2 представлена схематическая диаграмма растяжения свинца при многократном включении и выключении магнитного поля.

Видно, что каждый n — s переход сопровождается уменьшением деформирующего напряжения на $\Delta\sigma \sim 0,1\sigma$, а при обратном переходе напряжение возрастает. При $T > T_c$ включение и выключение магнитного поля не влияют на диаграмму растяжения, так как образец находится в нормальном состоянии.

Большое влияние сверхпроводящего перехода на повышение пластичности проявляется в опытах на ползучесть. Изучение ползучести в кристаллах свинца, индия, таллия, олова и ртути показало, что в момент перехода в сверхпроводящее состояние величина деформации и скорость ползучести резко возрастают (рис. 5.3).

5.2. Механизм повышения пластичности при переходе в сверхпроводящее состояние

Экспериментальные наблюдения показали, что уменьшение деформирующего напряжения при n — s переходе не на-

блюдается в упругой области, а проявляется, начиная с предела текучести. Это позволяет заключить, что обнаруженные эффекты связаны с движением дислокаций.

Известно, что при переходе в сверхпроводящее состояние уменьшается число электронов, взаимодействующих с колебаниями кристаллической решетки (т. е. нормальных электронов). Поэтому естественно предположить, что повышение

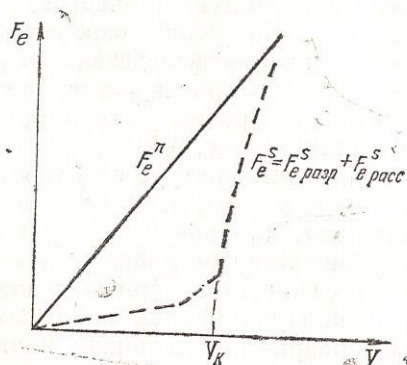


Рис. 5.4. Зависимость силы электронного трения от скорости дислокации в нормальном и сверхпроводящем состояниях

пластичности при $n-s$ переходе вызвано уменьшением взаимодействия дислокаций с электронами проводимости, приводящим к уменьшению электронного торможения дислокаций. Понять физику этого процесса можно из следующих рассуждений. Поскольку электроны рассеиваются на любом дефекте кристаллической решетки, рассеиваются они и на дислокации. При взаимодействии с неподвижным дефектом электрон может только изменить направление своего движения, а рассеиваясь на движущейся дислокации, он может передать ей (или отобрать у нее) энергию. Так как электроны в среднем (как нечто целое) покоятся, а дислокация движется, то теряет энергию именно она, передавая ее электронам проводимости. Эта потеря энергии и есть торможение. При этом сила торможения дислокации об электроны нормального металла линейно зависит от скорости и практически не зависит от температуры.

Для единицы длины дислокации

$$F_e^n = B_N v, \quad (5.1)$$

где $B_N \approx 10^{-4}$ н·с/м² — коэффициент трения; v — скорость движения дислокации.

В сверхпроводящем состоянии рассеяние нормальных электронов — не единственный механизм электронного торможения, дислокация может разрывать куперовские пары. Поскольку на разрыв расходуется энергия, равная энергии связи пары, появляется дополнительное торможение. При этом торможение дислокации вследствие разрыва куперовских пар появляется только при скорости, превышающей некоторую критическую v_k . График зависимости силы трения от скорости представлен на рис. 5.4.

При приближении к температуре сверхпроводящего перехода величина v_k уменьшается, т. е. механизм разрыва куперовских пар работает, начиная с меньших скоростей. Отметим, что сила трения линейно зависит от скорости только при достаточно малых скоростях. При больших скоростях зависимость $F_e^s(v)$ нелинейна, причем при $v \gg v_k$ сила $F_e^s(v)$ стремится к $F_e^n(v)$, разрывной механизм начинает работать так интенсивно, что разница между сверхпроводящим и нормальным состояниями исчезает.

Контрольные вопросы

1. Как изменяются механические свойства металлов при переходе в сверхпроводящее состояние?
 2. Каков механизм пластической деформации в сверхпроводниках?
-

Механические свойства некоторых высоколегированных сталей при низких температурах [5]

Марка и характеристика стали	Химический состав (основные элементы, кроме Fe), %	Температура испытания, К	Предел прочности, МПа	Предел текучести, МПа	Относительное удлинение, %	Относительное сужение, %	Ударная вязкость, кДж/м ²
Аустенитная хромоникелевая 08Х18Н10Т	C<0,08	293	590	245	55	70	1570
	17—19 Cr	77	1180	312	42	50	1470
	9—11 Ni	20	1810	635	32	42	1175
Аустенитная хромомарганцовистая 07Х14П14Н3Т	C<0,07	293	635	274	50	65	2350
	13—15 Cr	77	1270	440	45	50	2160
	13—15 Ni	20	1470	540	40	50	2050
Аустенитная хромоникельмарганцовистая 07Х21Г7АН5	C<0,07	293	715	392	45	67	1565
	19,5—21 Cr	77	1570	1030	44	31	1340
	5—6 Ni	20	1590	1170	2	11	785
Аустенитная хромоникельмарганцовистая 03Х20Н16АГ6	C<0,03	293	685	372	60	75	1470
	20—22 Cr	77	1240	780	32	45	1175
	15—16,5 Ni	20	1440	930	30	35	980
	5—7 Mn	4	1470	1000	25	—	780
Аустенитно-мартенситная 07Х16Н6 (СН2А)	0,05—0,09 C	293	1125	780	27	56	2150
	16,5—17,5 Cr	77	1810	940	26	49	1125
	5—8 Ni	20	1860	1010	14	39	1125
Нержавеющая аустенитная 03Х13АГ19 (ЧС36)	0,03 C	293	655	365	60	74	2350
	12—15 Cr	77	1270	675	28	29	1570
	18—12 Mn	20	1310	890	16	17	1370

Таблица П.2

Механические характеристики цветных металлов и сплавов при низких температурах [5]

Материал и марка	Химический состав, %	Температура, К	Предел прочности, МПа	Предел текучести, МПа	Относительное удлинение, %	Относительное сужение, %	Ударная вязкость, кДж/м ²
1	2	3	4	5	6	7	8
Медь М3	99,5 Cu	290	225	87	30	70	1750
		77	372	—	41	72	2080
		20	450	—	48	74	2110
Латунь Л-62	60,5—63,5 Cu Примеси 0,07 Остальное Zn	293	352	132	55,8	62,4	1235
		195	400	148	65,0	68,8	1380
		77	500	183	79,0	66,2	1510
Латунь ЛЖМц-59-1-1	59 Cu 1 Fe 1 Mn Остальное Zn	293	476	208	36,9	52,7	636
		195	490	228	35,4	35,4	695
		77	615	304	41,5	41,5	685
Бронза алюминиевая БрА7	7,3 Al 1,0 Zn 0,44 Mn Остальное Cu	293	530	182	26	29	705
		195	568	186	31	30	705
		90	655	200	29	30	588

1	2	3	4	5	6	7	8
Монель НМЖМц-28-2,5-1,5	27—29 Cu	295	518	186	51	—	—
	2—3 Fe	77	784	334	64	—	—
	1,2—1,8 Mn Остальное Ni	20	910	450	—	—	—
Алюминий АД1	99,5 Al	293	77	31	35	71	910
		90	158	39	48	67	1550
Алюминиевый сплав АМц	1,0—1,6 Mn	293	123	62	30	63,5	676
	Остальное Al	77	242	84	43,0	—	550
		20	298	—	26,0	—	—
Магниевого сплава МА2-1	0,54 Mn	295	280	206	13	15	—
	4,0 Al						
	1,15 Zr	77	372	310	13,5	7	—
	Остальное Mg	20	422	314	2,9	8	—

Механические свойства углеродистых сталей при низких температурах [5]

Таблица П.3

Марка стали	Химический состав, %	Термообработка	Температура, К	Предел прочности, МПа	Предел текучести, МПа	Относительное удлинение, %	Относительное сужение, %	Ударная вязкость, кДж/м ²
Ст. 2 10	0,05—0,15 C	Без термообработки	293	330—405	195—290	28—38	65—75	1450—2400
			193	415—515	330—400	30—40	60—70	39—115
			153	465—560	390—490	25—32	50—60	19—39
			77	640—755	620—730	8—10	4—5	10—19
Ст. 3 20 15 К	0,15—0,25 C	Без термообработки	293	370—490	215—340	25—30	62—70	980—1960
			193	540—635	440—540	32—40	60—68	29—136
			153	590—685	470—570	28—35	55—60	19—39
			77	765—860	755—830	8—10	1—4	10—19
40	0,35—0,45 C	Отжиг	293	580—650	410—430	21—24	43—68	785—1460
			153	785—815	630—650	25—26	35—49	19—49
			77	1000—1050	920—1050	2,6—18	2,9—45	10—19
10 Г2 10 Г2СД	C ≤ 0,12 Mn ≈ 1,5	Нормализация	293	430—540	290—390	18—32	55—65	2150—2350
			193	610—650	410—470	25—32	56—63	1180—1760
			153	640—665	470—510	23—30	50—57	780—118
			77	900—960	830—880	15—23	26—34	39—49

Механические свойства некоторых низколегированных сталей [5]

Наименование и марка стали	Химический состав, %	Термообработка	Температура, К	Предел прочности, МПа	Предел текучести, МПа	Относительное удлинение, %	Относительное сужение, %	Ударная вязкость, кДж/м ²
Хромистая 38ХА	0,35—0,42 С 0,8—1,1 Сг	Закалка при 860°С	290	980	850	18	60	1100
		Отпуск при 550°С	200	1100	940	18	55	580
			100	1320	1240	16	43	252
			77	1400	1360	16	41	184
Хромоникелевая 12ХНЗА	0,12 С 0,9 Сг 2,87 Ni	Нормализация при 860—880°С	293	775	425	25	54	870
			90	—	890	45	47	116
Хромокремне-марганцовистая 30ХГСА	0,28—0,34 С 0,8—1,1 Mn 0,9—1,2 Si 0,8—1,1 Сг	Закалка в масле	290	1700	1320	12	44	650
		и отпуск при 200°С	200	1790	1510	12	44	388
			100	1950	1730	7	13	270
			77	2020	1770	6	7	260
Хромоникель-вольфрамовая 18Х2НЧВА	0,14—0,28 С 1,35—1,65 Сг 4,0—4,4 Ni 0,8—1,2 W	Закалка при 880°С	290	1220	1025	—	63	1180
		Отпуск при 560°С	200	1400	1140	—	60	870
			100	1600	1250	—	55	435
			77	1645	1280	—	54	388
			20	1740	1470	—	3	145
Никелевая 06НЗ	0,04—0,06 С 3,5—4,0 Ni 0,15—0,25 Мо	Нормализация	293	530	435	25	65	1450
			90	820	680	30	55	388

ЛИТЕРАТУРА

1. Павлов П. В., Хохлов А. Ф. Физика твердого тела. М.: Высш. шк., 1985. 384 с.
 2. Материаловедение: Учебник для вузов/Б. И. Арзамасов, И. С. Сидорин, Г. Ф. Косолапов и др. Изд. 2-е. М.: Машиностроение, 1986. 384 с.
 3. Механические свойства конструкционных материалов при низких температурах. М.: Металлургия, 1983. 180 с.
 4. Старцев В. И., Ильичев В. Я., Пустовалов В. Б. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. М.: Металлургия, 1975. 328 с.
 5. Справочник по физико-техническим основам криогеники/М. П. Малков, И. Б. Данилов, А. Г. Зельдович, А. Е. Фрадков. М.: Энергоатомиздат, 1985. 432 с.
 6. Владимиров В. И. Физическая природа разрушения металлов. М.: Металлургия, 1984. 280 с.
 7. Дмитриев А. С., Минц Р. Г., Синкевич О. А. Статистические и термодинамические свойства твердых тел: Учебное пособие. М.: Моск. энерг. ин-т, 1981. 92 с.
-

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.	5
1. Внутренняя структура твердых тел	5
1.1. Межатомное взаимодействие	6
1.2. Кристаллическая решетка	8
1.3. Типы связей в твердых телах	12
2. Дефекты и несовершенства кристаллов	12
2.1. Точечные дефекты по Френкелю	13
2.2. Точечные дефекты по Шоттки	14
2.3. Точечные дефекты в виде примесей	14
2.4. Дислокации	16
2.5. Перемещение дислокаций	18
3. Деформация твердых тел	19
3.1. Упругая деформация	21
3.2. Пластическая деформация	23
3.3. Деформационное упрочнение и разрушение	24
3.4. Микроскопический механизм пластической деформации	29
4. Материалы криогенной техники и характер зависимости их механических свойств от температуры	30
4.1. Металлы с ГЦК решеткой	33
4.2. Металлы с ОЦК решеткой	34
4.3. Металлы с ГПУ решеткой	36
5. Пластичность металлов при переходе в сверхпроводящее состояние	36
5.1. Экспериментальные результаты	36
5.2. Механизм повышения пластичности при переходе в сверхпроводящее состояние	38
Литература.	

*Юрий Михайлович Павлов
Вадим Александрович Шугаев*

Учебное пособие
по курсу

«Основы криофизики»

**МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ
ТЕЛ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

(Кафедра криогенной техники)

Технический редактор *Н. Н. Толченова.*
Корректор *В. В. Сомова.*

Доп. темплан издания МЭИ 1988 г., поз. 30 (учебн.)

Л—29718 Подписано к печати 21.02.89 г.

Формат бумаги 60×84/16.

Печ. л. 3,0. Уч.-изд. л. 2,4.

Тираж 300.

Заказ 3593.

Цена 10 коп.

Типография МЭИ, Красноказарменная, 13