

Ю. Г. Мухомолов



**МОДЕЛИ  
И КРИТЕРИИ  
МЕХАНИКИ  
РАЗРУШЕНИЯ**

Москва  
ИЗДАТЕЛЬСТВО  
МАШИНОСТРОЕНИЯ

МАТВИЕНКО Юрий Григорьевич

**МОДЕЛИ И КРИТЕРИИ  
МЕХАНИКИ РАЗРУШЕНИЯ**

УДК 539.3, 539.4  
ББК 22.251  
М 33

Матвиенко Ю. Г. **Модели и критерии механики разрушения.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. — 328 с. — ISBN 5-9221-0669-4.

В монографии изложены современные представления о моделях и критериях физики и механики повреждений и разрушения твердых тел при наличии трещин в условиях воздействия различных видов нагружения, а также принципы анализа и обоснования безопасности и живучести технических систем в сильно поврежденных состояниях.

В рамках механики усталостного и контактного разрушения, динамической, экспериментальной и вычислительной механики разрушения, механики трещин при ползучести и воздействии коррозионных сред рассмотрены особенности моделей и критериев физики и механики трещин в твердых телах. Использование основных теоретических положений и критериев механики трещин проиллюстрировано практическими примерами.

Для студентов старших курсов, магистров и аспирантов технических университетов, а также научных и инженерно-технических работников, интересующихся проблемами прочности и разрушения, безопасности, живучести и ресурса технических систем.

*Рекомендовано к печати Ученым советом Института машиноведения  
им. А.А. Благонравова РАН и Научным советом РАН по проблеме  
«Надежность, ресурс и безопасность технических систем»*

Рецензенты

чл.-корр. РАН Махутов Н.А. (ИМАШ РАН), профессор Морозов Е.М.  
(МИФИ)

---

Научное издание

*МАТВИЕНКО Юрий Григорьевич*

## **МОДЕЛИ И КРИТЕРИИ МЕХАНИКИ РАЗРУШЕНИЯ**

Редактор *Н.Б. Бартошевич-Жагель*

Оригинал-макет: *Е.А. Королева*

Оформление переплета: *А.Ю. Алехина*

Подписано в печать 24.01.06. Формат 60×90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 20,5. Уч.-изд. л. 24,6. Тираж 1000 экз. Заказ №

Издательская фирма «Физико-математическая литература»

МАИК «Наука/Интерпериодика»

117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90

E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru;

http://www.fml.ru

Отпечатано с готовых диапозитивов

в ППП «Типография «Наука»

121099, г. Москва, Шубинский пер., 6

ISBN 5-9221-0669-4



9 785922 106696

---

ISBN 5-9221-0669-4

© ФИЗМАТЛИТ, 2006

© Ю. Г. Матвиенко, 2006

## СОДЕРЖАНИЕ

Глава 1. <b>Физика и механика микроразрушений</b> . . . . .	7
§ 1.1. Виды связей и тепловое движение частиц в твердых телах . . . . .	7
§ 1.2. Теоретическая прочность твердого тела . . . . .	9
§ 1.3. Пластическая деформация и теоретическая прочность кристаллов на сдвиг . . . . .	12
§ 1.4. Структура и дефекты кристаллической решетки . . . . .	14
§ 1.5. Дислокационные механизмы и критерий образования микротрещин . . . . .	26
§ 1.6. Микромеханизмы разрушения твердых тел . . . . .	30
§ 1.7. Распространение микроструктурно и физически коротких усталостных трещин . . . . .	35
Глава 2. <b>Механика трещин в упругих телах</b> . . . . .	41
§ 2.1. Напряженное состояние в окрестности вершины трещины . . . . .	41
§ 2.2. Коэффициент интенсивности напряжений. Приближенные методы расчета . . . . .	48
§ 2.3. Критерий разрушения механики трещин. Силовой и энергетический критерии разрушения . . . . .	51
§ 2.4. Поток упругой энергии в вершину трещины . . . . .	56
§ 2.5. Поправка Ирвина. Зона пластической деформации . . . . .	59
Глава 3. <b>Механика трещин в упругопластических телах</b> . . . . .	63
§ 3.1. Критерий критического раскрытия в вершине трещины . . . . .	63
§ 3.2. Энергетический контурный $J$ -интеграл . . . . .	66
§ 3.3. Коэффициент интенсивности деформаций в пластической области . . . . .	89
§ 3.4. Двухпараметрические критерии разрушения. Диаграмма трещиностойкости тела с трещиной и надрезом . . . . .	91
§ 3.5. Взаимосвязь критериев нелинейной механики разрушения . . . . .	105
§ 3.6. Устойчивый и неустойчивый рост . . . . .	109
Глава 4. <b>Специальные задачи механики трещин</b> . . . . .	112
§ 4.1. Механика усталостного разрушения . . . . .	112
§ 4.2. Динамическая механика разрушения . . . . .	129
§ 4.3. Механика контактного разрушения и изнашивания . . . . .	142
§ 4.4. Рост трещин при ползучести . . . . .	161

§ 4.5. Механика коррозионного разрушения . . . . .	165
§ 4.6. Вычислительная механика разрушения . . . . .	174
§ 4.7. Экспериментальная механика разрушения . . . . .	182
<b>Глава 5. Эволюционные модели повреждений и разрушения твердых тел . . . . .</b>	<b>222</b>
§ 5.1. Эволюционный подход в задачах механики трещин . . . . .	222
§ 5.2. Двухпараметрический $J_C^*$ -критерий разрушения тела с трещиной . . . . .	233
§ 5.3. Анализ условий зарождения трещин малоциклового усталости у концентратора напряжений . . . . .	239
§ 5.4. Кинетика водорода в зонах концентрации напряжений при зарождении и росте трещин . . . . .	245
<b>Глава 6. Безопасность и живучесть технических систем . . . . .</b>	<b>252</b>
§ 6.1. Механика катастроф . . . . .	252
§ 6.2. Безопасность, живучесть и ресурс поврежденных технических систем . . . . .	266
§ 6.3. Безопасные трещиноподобные дефекты в линейной части магистрального трубопровода . . . . .	281
Приложение 1. Применение векторного подхода для определения больших пластических деформаций методом делительных сеток . . . . .	295
Приложение 2. Методика фотолитографического нанесения делительных сеток на поверхность образца . . . . .	300
Приложение 3. Погрешности определения $J$ -интеграла методом делительных сеток . . . . .	305
Список литературы . . . . .	310

## ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Современная механика разрушения твердых тел достигла значительных успехов как в понимании механизмов разрушения, теории построения моделей и критериев, так и в практике их применения для оценки прочности. Свидетельством тому являются многотомные справочники и монографии, многие из которых отражены в библиографии этой книги. Что же заставило автора взяться за написание настоящей книги и рассмотреть проблемы физики и механики трещин в твердых телах?

Прежде всего следует отметить не только отсутствие спада, но и стремительное развитие механики трещин в твердых телах, несмотря на кажущиеся окончательно сформулированными и изложенными в изданных в нашей стране справочниках и монографиях основы механики трещин и рекомендации по их применению в расчетах на прочность. Появляются новые модели и критерии разрушения. Кроме того, известные монографии не всегда доступны для понимания в силу перегруженности математическими выкладками и с этой точки зрения требуют серьезных знаний в сопряженных направлениях физики и механики деформируемого твердого тела, а потому не всегда востребованы широким кругом читателей. При подготовке рукописи автор ставил перед собой задачу, избегая излишних математических выкладок, представить современные отечественные и зарубежные достижения, а также собственные оригинальные модели и критерии разрушения твердых тел, сосредоточив основное внимание на рассмотрении самого явления, моделей и критериев разрушения, а также проиллюстрировать практическое применения механики трещин для анализа и обоснования безопасности и живучести сильно поврежденных технических систем.

Содержание книги условно можно разделить на четыре части. В первой части (гл. 1) даны представления о физике и механике микроразрушений твердых тел, позволяющие проанализировать микро-механизмы разрушения, создать модели и сформулировать критерии зарождения и распространения микротрещин, а также физически и микроструктурно коротких усталостных трещин. Вторая часть (гл. 2, 3) посвящена изложению основ механики хрупкого и упругопластического разрушения, построению моделей и критериев механики разрушения упругопластических тел. В третьей части книги (гл. 4) применение подходов механики разрушения продемонстрировано на примере

анализа закономерностей распространения трещин в твердых телах с учетом специфики экстремальных физико-механических воздействий и коррозионно-активных сред. На основе моделей развития трещин развиты экспериментальные методы определения трещиностойкости материалов, а также методология вычислительного эксперимента. В заключительной части (гл. 5, 6) для решения проблем моделирования повреждений и разрушения твердых тел, а также безопасности и живучести технических систем в сильно поврежденных состояниях привлечены современные теоретические положения, принципы и методологические подходы прочности, физики и механики трещин.

Представляется, что последовательность и комплексность изложения основных положений, моделей и критериев механики трещин в настоящей книге, примеры их практического использования будут способствовать проявлению интереса к дальнейшему развитию механики трещин в твердых телах и повышению уровня эрудиции заинтересованного читателя. Хочется также надеяться, что настоящая книга станет настольной не только для студентов, аспирантов, научных и инженерно-технических работников, начинающих изучать настоящий предмет, но и для маститых ученых и педагогов. Если вы захотите связаться с автором, пожалуйста, пишите по адресу: [matvienko7@yahoo.com](mailto:matvienko7@yahoo.com).

Автор выражает искреннюю признательность своим студентам и аспирантам за помощь в подготовке графического материала.

Исследования, подготовка рукописи и издание монографии осуществлены при финансовой поддержке РФФИ (проект № 05-08-17900-а) и ООО НТЦ "Диатекс".

Москва, май 2005 г.

*Ю.Г. Матвиенко*

## Глава 1

# ФИЗИКА И МЕХАНИКА МИКРОРАЗРУШЕНИЙ

### § 1.1. Виды связей и тепловое движение частиц в твердых телах

**Виды связей частиц в твердых телах.** Существование и прочность твердого тела обусловлены наличием сил взаимодействия между структурными частицами при сближении их на достаточно малые расстояния. Такими частицами могут быть атомы, ионы или молекулы. Прочность твердого тела обеспечивается силами притяжения между частицами. Для возникновения из взаимодействующих частиц устойчивой структуры твердого тела необходимо, чтобы между ними возникали не только силы притяжения, но и силы отталкивания, препятствующие беспредельному сближению частиц и их полному слиянию. В условиях равновесия частиц вклад в полную энергию их взаимодействия сил притяжения намного превышает вклад сил отталкивания, которые резко спадают пропорционально экспоненциальному закону. Поэтому при отсутствии внешних напряжений полная энергия приблизительно равна энергии притяжения и называется энергией связи.

Не останавливаясь на природе сил взаимодействия, отметим следующие виды связей частиц в твердых телах, различающиеся по величине энергии связи: первичные связи (ионная, ковалентная, металлическая), вторичные связи (связь Ван-дер-Ваальса) и водородная связь [29, 46]. Наиболее универсальной является связь Ван-дер-Ваальса. Она возникает во всех без исключения случаях. Вместе с тем это наиболее слабая связь с энергией порядка  $10^4$  Дж/моль, характерная для малоустойчивых и легко летучих структур с низкими точками плавления. Ионная связь является типичной химической связью, широко распространенной среди неорганических соединений. К таким соединениям относятся интерметаллические соединения, например карбиды и нитриды, а также окислы металлов, сульфиды и другие полярные соединения. Энергия ионной связи составляет  $\sim 10^6$  Дж/моль, что характерно для соединений с высокой точкой плавления. В некоторых металлах и во многих интерметаллических соединениях встречается ковалентная связь с энергией  $\sim 10^6$  Дж/моль. Металлическая связь, возникающая в результате обобществления валентных электронов, характерна для типичных металлов и многих интерметаллических соединений. Энергия этой связи сопоставима с энергией ковалентной связи. Водородная связь является относительно

слабой связью и возникает в результате образования постоянных диполей, обладающих тенденцией к присоединению других электронов в результате ионного притяжения. В реальных твердых телах, как правило, имеет место сочетание двух и более видов связи, одна из которых является определяющей для структуры и свойств твердого тела. При этом энергия связи является важной характеристикой, оказывающей значительное влияние на деформационное поведение и упругие константы кристаллических твердых тел.

**Тепловое движение атомов.** Атомы в кристаллических телах совершают колебательные движения около положений равновесия. Амплитуда этих колебаний зависит от температуры тела, увеличиваясь с ее ростом. Таким поведением атомов определяются временная и температурная зависимости процессов деформирования и разрушения твердых тел. Рассмотрим тепловое движение атомов, привлекая основные положения и формулировки статистической механики [46].

В устойчивом состоянии частицы не обладают постоянной энергией, имеет место флуктуация этих энергий на фоне некоторой усредненной энергии частиц. Вероятность того, что частица обладает энергией  $U_i$  большей или равной  $U$ , определяется следующим соотношением:

$$p(U_i \geq U) = e^{-U/kT}, \quad (1.1.1)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана,  $T$  — температура.

В модели атома, представляющей собой простой гармонический осциллятор, его средняя энергия, т.е. сумма кинетической и потенциальной энергий, равна  $kT$ . Поэтому возбуждение колебаний атомов с частотой  $\nu$  в кристаллическом теле возникает при некоторой температуре  $T$  в соответствии с неравенством

$$kT \geq h\nu, \quad (1.1.2)$$

где  $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$  эрг·с — постоянная Планка. При этом, полагая частоту колебаний решетки кристалла приближенно равной частоте колебаний отдельного атома, можно записать

$$\nu \approx \sqrt{\frac{Ea_0}{M/N_A}}, \quad (1.1.3)$$

где  $E$  — модуль упругости,  $a_0$  — межатомное расстояние,  $M$  — молярная масса,  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup> — постоянная Авогадро.

Тепловое движение атомов в узлах кристаллической решетки способствует постепенному изменению состояния. Примером тому служит испарение атомов с поверхности твердого тела в вакуум. Кинетическая энергия такого атома должна стать равной энергии связи  $U_0$ , чтобы преодолеть взаимодействие с соседними атомами. Вероятность этого

события, т. е. того, что кинетическая энергия атома не меньше требуемой, может быть оценена с помощью выражения (1.1.1). При этом полагаем, что частота смены энергетических состояний кристаллической решетки будет иметь порядок частоты колебаний решетки, представленной соотношением (1.1.3). Таким образом, с учетом формулы (1.1.1) выражение для скорости испарения атомов с поверхности, содержащей  $N$  атомов, имеет следующий вид:

$$\frac{dN}{dt} = N\nu e^{-U_0/kT}. \quad (1.1.4)$$

Приведенные модели теплового движения атомов могут быть распространены и на случаи, когда термическая активация играет основную роль. По аналогии с формулой (1.1.4) скорость активируемого процесса  $\dot{R}$  запишем в виде

$$\dot{R} = N_a \nu_a e^{-U_0/kT}, \quad (1.1.5)$$

где  $N_a$  — число активационных центров,  $\nu_a$  и  $U_0$  — преобладающая частота и энергия активации соответственно.

## § 1.2. Теоретическая прочность твердого тела

Независимо от вида сил, возникающих при сближении частиц, общий характер их остается одинаковым (рис. 1.1): на относительно

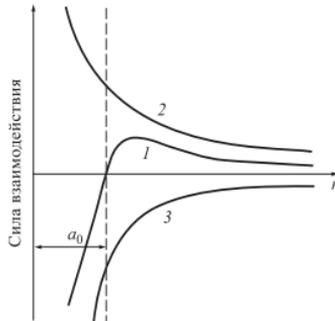


Рис. 1.1. Изменение силы взаимодействия между атомами

больших расстояниях появляются силы притяжения, быстро увеличивающиеся с уменьшением расстояния  $r$  между частицами (кривая 2); на малых расстояниях возникают силы отталкивания, которые с уменьшением  $r$  увеличиваются значительно быстрее, чем силы притяжения (кривая 3). При этом сила взаимодействия частиц (кривая 1) равна

алгебраической сумме силы притяжения и силы отталкивания. На расстоянии  $r = a_0$  силы отталкивания уравнивают силы притяжения и результирующая сила взаимодействия обращается в нуль, а энергия взаимодействия достигает минимального значения  $U_0$ . Поэтому состояние частиц, сближенных на расстояние  $a_0$ , является состоянием устойчивого равновесия, вследствие чего частицы, предоставленные самим себе, должны выстраиваться в строгом порядке на расстоянии  $a_0$  друг от друга, образуя тело с правильной внутренней структурой — кристалл. Частицы кристалла не могут свободно покидать свои положения равновесия, так как при удалении от этих положений энергия частиц увеличивается и появляются силы, стремящиеся вернуть их в положения равновесия. Единственной доступной формой движения для них является беспорядочное колебание около положений равновесия.

Приложенная к совершенному металлическому кристаллу внешняя растягивающая сила вызывает деформацию удлинения, т. е. увеличение межатомных расстояний. В результате механическое равновесие между атомами нарушается и равнодействующая сила становится отличной от нуля. Изменение силы взаимодействия между двумя изолированными атомами при удалении их друг от друга выражается изменением равнодействующей. Чтобы оторвать атомы друг от друга, нужно преодолеть максимум силы сцепления, который характеризует теоретическую прочность  $\sigma_{\text{теор}}$ . Сила межатомной связи при отдалении атомов друг от друга на расстояние  $x$  изменяется по кривой, которую можно

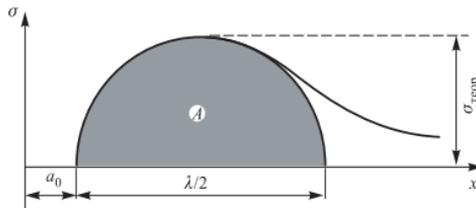


Рис. 1.2. Аппроксимация силы межатомной связи (равнодействующая 1)

аппроксимировать простым синусоидальным законом, характеризующимся величиной полупериода  $\lambda/2$  (рис. 1.2):

$$\sigma = \sigma_{\text{теор}} \sin \left( \frac{\pi x}{(\lambda/2)} \right). \quad (1.2.1)$$

Продифференцировав уравнение (1.2.1), получим наклон кривой:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{2\pi\sigma_{\text{теор}}}{\lambda} \cos \left( \frac{2\pi x}{\lambda} \right). \quad (1.2.2)$$

Для случая незначительного смещения атомов, т.е. в начале кривой,  $\cos(2\pi x/\lambda) \approx 1$ , тогда наклон кривой в этой области (при  $x \rightarrow 0$ ) становится равным

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{2\pi\sigma_{\text{теор}}}{\lambda}. \quad (1.2.3)$$

В связи с тем что эта область также хорошо описывается законом Гука, наклон кривой может определяться как

$$E = \frac{\sigma}{(x/a_0)}, \quad (1.2.4)$$

где  $a_0$  — равновесное расстояние между атомами,  $x/a_0$  — относительная деформация. После дифференцирования уравнения (1.2.4) по  $x$  получаем

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{E}{a_0}. \quad (1.2.5)$$

Решая совместно уравнения (1.2.3) и (1.2.5), приходим к полезному соотношению

$$\frac{E}{a_0} = \frac{2\pi\sigma_{\text{теор}}}{\lambda}. \quad (1.2.6)$$

Если рассматривать энергоёмкость процесса разрушения, то работа, затрачиваемая на преодоление сил сцепления атомов, равна заштрихованной на рис. 1.2 площади

$$A = \int_0^{\lambda/2} \sigma_{\text{теор}} \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) dx = \sigma_{\text{теор}} \frac{\lambda}{\pi}. \quad (1.2.7)$$

При хрупком разрушении в кристалле образуются новые поверхности, поверхностная энергия которых может быть измерена посредством определения энергии, необходимой для их образования при удалении атомов друг от друга в области поверхности разрыва. При этом создаются незанятые межатомные связи в направлении нормали к поверхности. Также предполагается, что ни на что другое энергия в этом случае не расходуется. Энергия незанятых межатомных связей поверхностных атомов в данном случае может рассматриваться как поверхностная энергия. Таким образом, приравнивая работу разрушения, отнесенную к единице площади (1.2.7), к поверхностной энергии  $2\gamma$  и учитывая соотношение (1.2.6), получим теоретическую прочность совершенного кристалла:

$$\sigma_{\text{теор}} = \sqrt{\frac{E\gamma}{a_0}}. \quad (1.2.8)$$

Более точный учет усилий и смещений для вычисления  $\gamma$  дает следующее приближенное соотношение для оценки теоретической

прочности совершенного твердого тела [28]:

$$\sigma_{\text{теор}} \approx \frac{E}{10}. \quad (1.2.9)$$

В табл. 1.1 приведены примеры соотношения между расчетной величиной теоретической прочности для некоторых твердых тел и их

Таблица 1.1. Сравнение теоретической и реальной прочности твердых тел

Материал	Реальная прочность, МПа	$\sigma_{\text{теор}}/\sigma_{\text{реал}}$
Усы $\text{Al}_2\text{O}_3$	$1,54 \times 10^4$	3,3
Усы железа	$1,3 \times 10^4$	2,3
Высокоуглеродистая рояльная проволока	$2,5 \times 10^3$	5,6
Борные волокна	$2,4 \times 10^3$	14,5
Стекло	$1,1 \times 10^2$	66
NaCl	$1,0 \times 10^2$	40

реальной прочностью. Оценка теоретической прочности выполнена по формуле (1.2.9) на основании гипотезы об отсутствии дефектов в этих телах, предполагающей преодоление сил связи атомов при отрыве одновременно по всему сечению тела. В реальном теле силы связи преодолеваются не одновременно в силу наличия местных дефектов. Разрушение происходит в результате возникновения трещин в зонах дефектов и их распространения по сечению тела с его разделением на части. Предположение о роли дефектов в разрушении твердых тел имеет экспериментальное и теоретическое подтверждение. Таким образом, реальная прочность твердых тел во многом обусловлена наличием в них дефектов, например дефектов строения кристаллической решетки.

### § 1.3. Пластическая деформация и теоретическая прочность кристаллов на сдвиг

Другим подтверждением существования дефектов кристаллической решетки служит различие теоретической прочности кристалла на сдвиг и его реальной прочности.

Основным механизмом пластического течения кристаллов является сдвигобразование [28, 63, 85]. Для того чтобы произвести синхронный сдвиг верхней части совершенного кристаллического тела, не имеющего дефектов, относительно нижней его половины, необходимо приложить к этому телу сдвиговые напряжения, равные теоретическим:  $\tau_{\text{теор}}$ . Предположим, что расстояние между атомами в направлении скольжения равно  $b_0$ , а в направлении, перпендикулярном плоскости

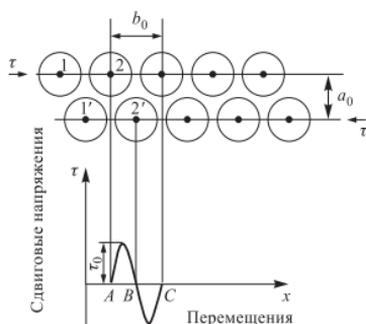


Рис. 1.3. Сдвиговые напряжения как функция перемещения атомов

скольжения, —  $a_0$  (рис. 1.3). Тогда под действием сдвига атом 2 переходит из положения  $x = A$  через состояние  $x = B$  в положение  $x = C$ . При этом остальные атомы синхронно перемещаются на одинаковые расстояния. Допустим, что атомы нижнего ряда  $1', 2', \dots$  связаны друг с другом и находятся в состоянии покоя. Для атома 2 в положении  $x = A$  и  $x = B$  напряжение  $\tau$ , необходимое для сдвига, нулевое. В положении  $x = B$  атом 2 находится в состоянии неустойчивого равновесия. Для перехода атома из положения  $x = A$  в положение  $x = B$  необходимо приложить сдвиговое напряжение. Напряжение сдвига в направлении оси  $x$  будет функцией периода смещения атома  $b_0$ . Это напряжение можно записать в виде простой синусоидальной функции:

$$\tau = \tau_{\text{теор}} \sin \left( \frac{2\pi x}{b_0} \right), \quad (1.3.1)$$

где  $\tau_{\text{теор}}$  — максимальное значение сдвигового напряжения, т. е. амплитуда сдвиговых напряжений, при которых происходит переход атома в следующее положение равновесия. При уменьшении расстояния сдвига  $x$  равенство (1.3.1) приближается к следующей зависимости:

$$\tau = \tau_{\text{теор}} \left( \frac{2\pi x}{b_0} \right). \quad (1.3.2)$$

В области малых перемещений сдвиговые напряжения можно представить исходя из закона Гука:

$$\tau = \frac{Gx}{a_0}, \quad (1.3.3)$$

где  $G$  — модуль сдвига. Из соотношений (1.3.2) и (1.3.3) при  $a_0 \approx b_0$  получаем теоретические сдвиговые напряжения

$$\tau_{\text{теор}} = \frac{G}{2\pi}. \quad (1.3.4)$$

Таблица 1.2. Сравнение теоретической и реальной прочности твердых тел на сдвиг

Материал	Теоретическая прочность, МПа	$\tau_{\text{теор}}/\tau_{\text{реал}}$
Медь	$6,4 \times 10^3$	$6,4 \times 10^3$
Серебро	$4,5 \times 10^3$	$7,5 \times 10^3$
Никель	$11,0 \times 10^3$	$1,9 \times 10^3$
Магний	$3,0 \times 10^3$	$3,6 \times 10^3$
Цинк	$4,8 \times 10^3$	$5,1 \times 10^3$

Сравнение теоретической прочности кристаллов на сдвиг и реальной прочности (табл. 1.2) показывает, что реальная прочность кристаллов на 3–4 порядка меньше теоретически вычисленной прочности совершенных кристаллов. Это свидетельствует о том, что сдвиг в кристаллах происходит не посредством жесткого смещения атомных плоскостей друг относительно друга, а осуществляется таким механизмом, при котором в каждый момент имеет место смещение относительно малого количества атомов. Данный факт привел к развитию дислокационной теории пластического течения кристаллов. Дислокация как дефект строения кристаллической решетки приводит, так же как и точечные дефекты, к снижению прочности реальных кристаллических тел.

### § 1.4. Структура и дефекты кристаллической решетки

Внутренне строение реальных кристаллов существенно отличается от строения идеальных кристаллов наличием различного вида дефектов. Дефекты кристаллической решетки играют очень важную роль в формировании и протекании процессов деформации и разрушения твердых тел. Дефекты в кристаллах подразделяют на точечные, одно-, двух- и трехмерные [29, 46, 63, 81, 130, 137, 143].

**Кристаллическая решетка.** Для описания совершенной внутренней структуры кристаллов используют понятие кристаллической решетки, образованной атомами, в которой определенная конфигурация периодически повторяется в пространстве.

Различают трансляционные решетки Бравэ и решетки с базисом. С геометрической точки зрения правильное периодически повторяющееся размещение частиц в кристалле можно описать с помощью операции параллельного перемещения, или трансляции. Например, на рис. 1.4, а изображена решетка, полученная трансляцией частицы вдоль трех осей. Положение любой частицы в такой решетке определяется вектором

$$\vec{r} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}, \quad (1.4.1)$$

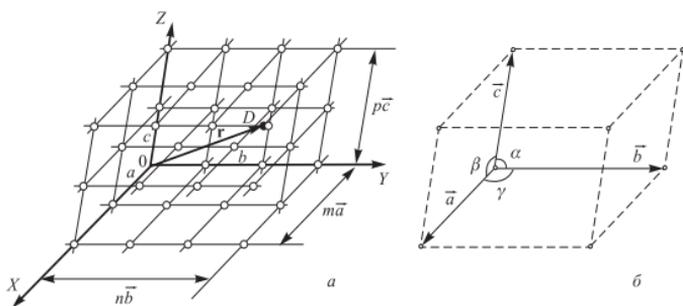


Рис. 1.4. Трансляционная решетка (а) и элементарная ячейка кристалла (б)

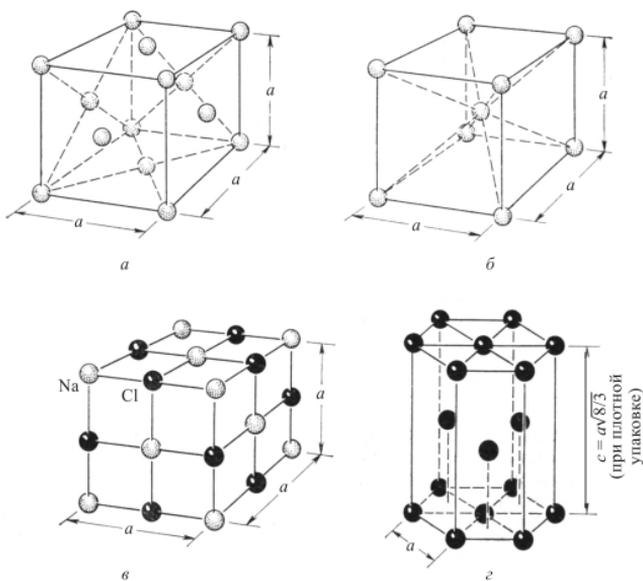


Рис. 1.5. Некоторые элементарные ячейки кристаллического тела: а — гранецентрированная кубическая решетка, б — объемноцентрированная кубическая решетка, в — решетка NaCl, z — гексагональная плотноупакованная решетка

где  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$ ,  $\vec{c}$  называются векторами трансляции, а их численные величины — периодами трансляции. Решетка, построенная посредством параллельного переноса (трансляции) какого-либо узла по трем направлениям, называется трансляционной решеткой или решеткой Бравэ. Наименьший параллелепипед, построенный на трех векторах, называют элементарной ячейкой кристалла (рис. 1.4, б). Все элементарные ячейки решетки имеют одинаковую форму и объем. Во всех вершинах ячеек располагаются одинаковые атомы или группы атомов. Поэтому все вершины ячеек эквивалентны. Их называют узлами решетки.

Элементарные ячейки, содержащие частицы только в вершинах, называют простыми или примитивными. В ряде случаев элементарные ячейки содержат частицы не только в вершинах, но и в других точках. Такие ячейки называют сложными. Наиболее распространенными являются: базоцентрированные, объемноцентрированные и гранецентрированные (рис. 1.5).

Не всякую решетку можно получить трансляцией лишь одного узла. Существуют решетки общего типа с базисом. В качестве примера на рис. 1.6 рассмотрена двумерная решетка с базисом общего типа.

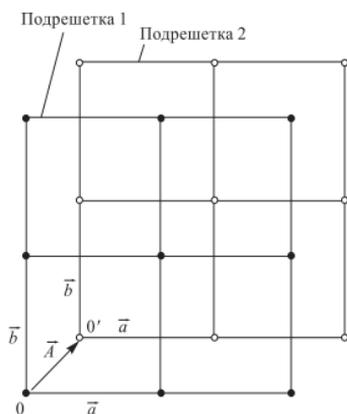


Рис. 1.6. Двухмерная решетка с базисом

Такие решетки можно представить в виде двух вставленных одна в другую решеток Бравэ, 1 и 2, каждая из которых определяется трансляционными векторами  $\vec{a}$  и  $\vec{b}$ . Смещение решеток друг относительно друга описывается дополнительным вектором  $\vec{A}$ , называемым базисным. Аналогично решеткам Бравэ, решетку с базисом можно построить с помощью трансляций, только при этом надо транслировать не один узел, а несколько узлов, т. е. базис, задаваемый совокупностью базисных векторов.

**Точечные дефекты.** Распределение энергии между атомами твердого тела весьма неравномерно. При любой температуре в кристалле имеются атомы, энергия которых во много раз больше или меньше среднего значения, соответствующего закону равномерного распределения энергии по степеням свободы. Атомы с достаточно большой энергией могут преодолеть потенциальный барьер, созданный соседними атомами, и перейти в новое окружение (новую ячейку). Такие атомы приобретают способность как бы “испаряться” из узлов решетки и “конденсироваться” во внутренних ее полостях — в междоузлиях

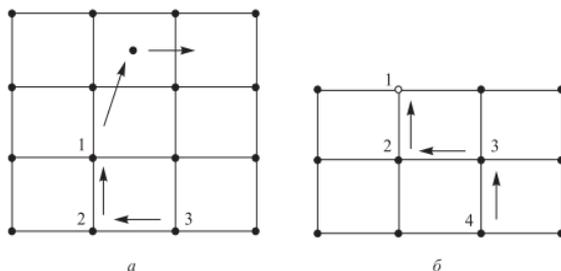


Рис. 1.7. Дефекты по Френкелю (а) и по Шоттки (б)

(рис. 1.7, а). Это приводит к возникновению вакантного узла (вакансии) и атома в междоузлии (дислоцированного атома). Такие дефекты решетки называют дефектами по Френкелю. Как атомы в междоузлии, так и вакансии не остаются локализованными в одном месте и диффундируют в решетке.

Кроме внутреннего испарения, возможно частичное или полное испарение атомов с поверхности кристалла, сопровождаемое образованием вакансии в поверхностном слое кристалла (рис. 1.7, б). При замещении вакансии внутренним атомом она втягивается внутрь кристалла и диффундирует по его объему. Этим вакансиям уже нельзя поставить в соответствие дислоцированные атомы, так как их образование не сопровождается одновременным внедрением атомов в междоузлия. Такие вакансии называют дефектами по Шоттки.

Процесс образования дефектов по Френкелю и по Шоттки имеет термофлуктуационный характер. Энергия образования дефектов по Френкелю приблизительно равна сумме энергий образования вакансии и внедрения.

Примеси являются одним из наиболее важных и распространенных дефектов структуры реальных кристаллов. Современные способы очистки металлов не позволяют получать абсолютно чистые материалы, содержание примесей в наиболее чистых из них составляет  $\sim 10^{-9}\%$ . Примеси могут находиться в кристалле в растворенном состоянии или в виде включений. Процесс растворения заключается во

внедрении примесных атомов в промежутки между атомами кристалла или замещении части атомов в узлах решетки. В первом случае твердый раствор называют раствором внедрения, во втором — раствором замещения.

Дефекты типа вакансий и внедренных атомов называются точечными. Точечные дефекты типа вакансий остаются в металлах в результате резкого охлаждения (заковки). Вакансии могут образовываться также в процессе пластической деформации. Кроме того, вакансии и атомы внедрения могут образовываться и в результате нейтронного облучения кристаллов.

**Одномерные дефекты.** К одномерным дефектам строения кристаллической решетки относятся дислокации [28, 46, 130]. Типичным представителем одномерного (линейного) дефекта является краевая дислокация. Краевая дислокация образуется краем лишней полуплоскости атомов, называемой экстраплоскостью ( $\perp$  на рис. 1.8) и возникающей

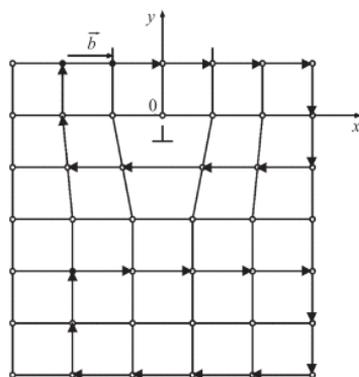


Рис. 1.8. Краевая дислокация

в кристаллической решетке по тем или иным причинам. Если плоскость введена в верхнюю часть решетки, линейная дислокация считается положительной, если же дополнительная плоскость введена в нижнюю часть решетки, дислокация считается отрицательной. Длина краевой дислокации, изображенной на рис. 1.8 перпендикулярно плоскости, может в тысячи раз превышать параметры решетки. Эту линию называют линией или осью дислокации. Дислокация характеризуется вектором Бюргерса  $\vec{b}$ , указывающим направление скольжения атомных плоскостей, в результате которого возникает такой дефект.

Определить этот вектор можно с помощью контура Бюргерса. В совершенной решетке кристалла (нижний контур на рис. 1.8) такой контур оказывается замкнутым прямоугольником, в случае краевой

дислокации (верхний контур на рис. 1.8) он имеет разрыв, величина и направление которого определяют вектор Бюргерса дислокации. Вектор Бюргерса краевой дислокации параллелен направлению скольжения и соответствует вектору скольжения, который равен межатомному расстоянию в направлении скольжения. Линия дислокации перпендикулярна вектору Бюргерса. Краевая дислокация обозначается символом, в котором вертикальная риска указывает, с какой стороны плоскости скольжения (горизонтальная риска) находится экстраплоскость. Например, символ "⊥" показывает, что экстраплоскость находится сверху (см. рис. 1.8).

Вокруг линии дислокации возникает область упругого искажения решетки. Приведем без вывода выражения для напряжений, вызываемых краевой дислокацией. Расположим экстраплоскость дислокации параллельно оси  $y$  и предположим, что плоскость  $xz$  совпадает с плоскостью сдвига, а вектор Бюргерса — с осью  $x$  (рис. 1.8). Тогда компоненты напряжений в произвольной точке  $(x, y)$  можно записать в следующем виде [28]:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= -\frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(3x^2+y^2)}{(x^2+y^2)^2}; \\ \sigma_{yy} &= \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2}; \\ \sigma_{zz} &= \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}); \\ \tau_{xy} &= \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2}; \\ \tau_{yz} &= \tau_{xz} = 0.\end{aligned}\tag{1.4.2}$$

Поле напряжений в окрестности краевой дислокации соответствует двухосному в условиях плоской деформации. Напряжения медленно уменьшаются с расстоянием.

Другой разновидностью дислокаций является винтовая дислокация (рис. 1.9). Она возникает при сдвиге друг относительно друга

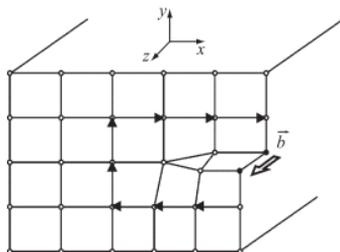


Рис. 1.9. Винтовая дислокация

частей кристалла по обе стороны неполного разреза, сделанного в совершенном кристалле, на одно межатомное расстояние в направлении, параллельном краю разреза. В отличие от краевой, в винтовой дислокации отсутствует экстралпоскость, а вектор Бюргерса коллинеарен линии дислокации. Исследуем поле напряжений в случае винтовой дислокации. Пусть направления сдвига и дислокации совпадают с осью  $z$ , а плоскость скольжения — с координатной плоскостью  $xz$ . По осям  $x, y$  перемещение  $u = v = 0$ , а по оси  $z$  — перемещение равно  $w$  и будет функцией координат точки  $(x, y)$ . Записывая перемещение  $w$  в полярных координатах через вектор Бюргерса и координаты рассматриваемой точки, а также используя уравнения теории упругости, можно показать, что компоненты напряжений, за исключением  $\tau_{\theta z}$ , равны нулю. Следовательно, поле напряжений у винтовой дислокации не имеет сжимающих и растягивающих компонент, но содержит касательную компоненту вдоль оси винта:

$$\tau_{\theta z} = \frac{Gb}{2\pi r}, \quad (1.4.3)$$

где  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . Упругое поле напряжений вокруг винтовой дислокации медленно спадает по мере удаления от нее пропорционально  $1/r$ . Для плоской задачи теории упругости напряжения в декартовой системе координат имеют вид

$$\begin{aligned} \tau_{zx} &= -\frac{Gb}{2\pi} \frac{y}{x^2 + y^2}, \\ \tau_{yz} &= \frac{Gb}{2\pi} \frac{x}{x^2 + y^2}. \end{aligned} \quad (1.4.4)$$

Заметим, что множитель  $Gb$  фигурирует в формулах для всех видов дислокаций. Поэтому можно говорить о зависимости напряжений от модуля сдвига материала и величины вектора Бюргерса.

Дислокации в кристаллах редко бывают чисто краевыми или чисто винтовыми. Криволинейные дислокации имеют, как правило, смешанный характер. Дислокационная линия не может оборваться внутри кристалла, а выходит на свободную поверхность под действием внешних сдвиговых напряжений, образуя на ней ступеньку, или замыкается на себе, образуя петлю.

Различают скользящие и сидячие дислокации. Дислокации относятся к скользящим, если векторы Бюргерса, соответствующие этим дислокациям, лежат в плоскости скольжения (рис. 1.10, 1.11). Скольжение дислокаций происходит под действием напряжений сдвига. В результате экстралпоскость постепенно изменяет свое положение в кристалле и, достигая свободной поверхности кристалла, образует ступеньку скольжения одноатомной высоты, как это показано на рис. 1.10, б, 1.11, б. Если вектор Бюргерса перпендикулярен плоскости, в которой лежит дислокация, то скольжение дислокации в этой плоскости невозможно, и такая дислокация называется сидячей. Примером может служить

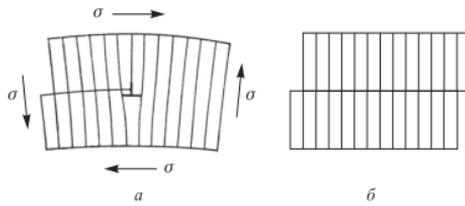


Рис. 1.10. Скольжение краевой дислокации в кристалле

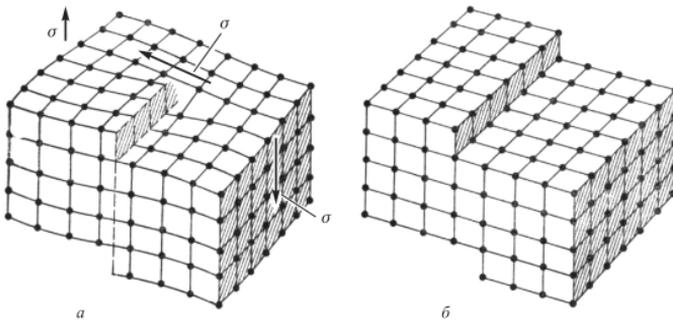


Рис. 1.11. Скольжение винтовой дислокации в кристалле

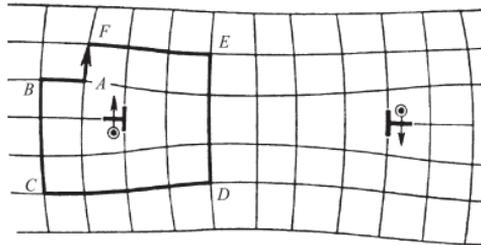


Рис. 1.12. Сечение сидячей дислокационной петли (плоскость петли перпендикулярна плоскости рисунка, направление вектора Бюргера показано стрелками)

дислокационная петля, образованная в результате слияния вакансий в плоскости скольжения (рис. 1.12). При этом вектор Бюргера перпендикулярен плоскости петли.

Другим видом движения дислокаций в кристаллах является перемещение, т.е. перемещение дислокации в направлении, перпендику-

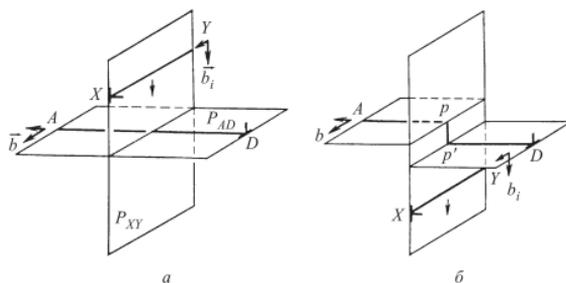


Рис. 1.13. Движение краевых дислокаций в пересекающихся плоскостях скольжения (а) и образование ступеньки в результате пересечения дислокаций (б) лярном вектору Бюргера. Такая ситуация возникает, например, при пересечении плоскости дислокационной петли с другой плоскостью скольжения. При этом часть дислокационной петли оказывается на линии пересечения, а вектор Бюргера петли параллелен плоскости скольжения, что означает возможность скольжения дислокационной петли в плоскости, не совпадающей с плоскостью петли. Кроме того, переползание дислокационной петли возможно посредством удлинения ее полуплоскости в результате диффузионных процессов, имеющих место при повышенных температурах.

Если дислокации движутся в пересекающихся плоскостях скольжения, то, встречаясь, они пересекаются, образуя ступеньку. Рассмотрим пересечение двух краевых дислокаций (рис. 1.13). Пусть дислокация  $XU$  с вектором Бюргера  $b_i$  движется в плоскости скольжения  $P_{XU}$  и приближается к дислокации  $AD$  с вектором Бюргера  $b$ , лежащим в плоскости скольжения  $P_{AD}$ . Затем дислокация  $XU$  пересекает дислокацию  $AD$ , образуя ступеньку  $PP'$ , длина которой равна вектору Бюргера  $b_i$ .

В случае пересечения краевой дислокацией винтовой дислокации, ступенька образуется на краевой дислокации (рис. 1.14). Возможно также пересечение двух винтовых дислокаций с образованием линейного дефекта-диполя, состоящего из двух краевых дислокаций [46].

Оценим в первом приближении напряжение, которое необходимо приложить к простой кубической решетке для перемещения дислокации на

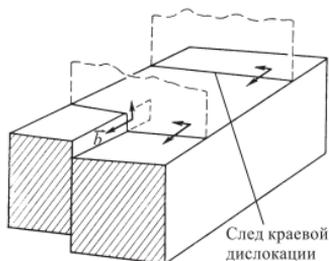


Рис. 1.14. Образование ступеньки в результате пересечения винтовой и краевой дислокаций

одно межатомное расстояние в плоскости скольжения, на основе формулы Пайерлса–Набарро

$$\tau = \frac{2G}{1-\nu} \cdot e^{-2\pi w/b}, \quad (1.4.5)$$

где  $w$  — размер области кристалла, искаженной в результате смещения ряда атомов из нормального положения (ширина дислокации). Эта область характеризуется потенциальной энергией атомов, отличной от энергии атомов других областей кристалла, и обычно составляет для металлов 5–6 межатомных расстояний. Для металлических материалов с коэффициентом Пуассона  $\nu = 0,35$  напряжение начала перемещения дислокации  $\tau = 2 \cdot 10^{-4}G$ , что существенно ниже теоретической прочности совершенного кристалла на сдвиг  $\tau_{\text{теор}} = G/2\pi$  (см. (1.3.4)).

Движение дислокаций приводит к возникновению пластической деформации. Пластическая деформация сдвига  $\gamma$ , возникающая в результате перемещения скользящей дислокации на расстояние  $x$  (рис. 1.15), определяется по следующей формуле:

$$\gamma = \frac{xt}{tl} \cdot \frac{b}{h}, \quad (1.4.6)$$

где  $l$ ,  $h$ ,  $t$  — длина, высота и толщина кристалла соответственно.

Полагая, что в кристалле имеется  $n$  дислокаций единичной длины, проходящих в среднем расстоянии  $\Lambda$  в направлении  $t$ , запишем выражение для полной деформации:

$$\gamma = \frac{\Lambda b}{lh} n. \quad (1.4.7)$$

Введя плотность дислокаций как длину дислокационных линий в единице объема материала или рассчитав ее как число дислокационных линий, пересекающих произвольно выбранную единичную поверхность  $\rho = n/lh$ , окончательно получаем полную пластическую деформацию сдвига

$$\gamma = \rho \Lambda b. \quad (1.4.8)$$

Реальные кристаллы всегда содержат дислокации. Минимальная плотность их составляет  $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-2}$ . Термообработанный материал содержит  $10^7 - 10^8 \text{ см}^{-2}$  дислокаций, а сильно пластически деформированный — до  $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Появление дислокаций в кристаллических телах объясняется следующими причинами.

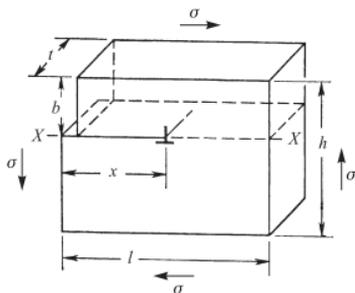


Рис. 1.15. Определение пластической деформации сдвига

- В процессе роста кристалла, т.е. при переходе материала из жидкого состояния в кристаллическое, часть избыточных вакансий запирается внутри кристалла, образуя плоские дискообразные выделения толщиной в один атом. В результате захлопывания диска, достигшего критического размера, образуются краевые дислокации.

- При соединении двух кристаллографических атомных плоскостей в процессе затвердевания металла образуются дислокационные малоугловые границы.

- При резком охлаждении расплавленного металла часть атомов занимает нестабильное положение, при дальнейшем росте кристалла могут образовываться дислокации.

- Энергетически облегчается присутствие дислокаций при наличии в кристалле примесных атомов.

- Дислокации генерируются внутри кристалла в процессе самого сдвигообразования под действием внешней силы, приложенной к кристаллу.

Проиллюстрируем генерирование дислокаций в кристалле на примере механизма Франка–Рида [15, 46, 85]. Рассмотрим ступенчатую дислокацию  $ADD'B$ , изображенную на рис. 1.16, а. Прикладываемые к кристаллу касательные напряжения  $\tau$  приводят к изгибу участка  $DD'$  дислокации в плоскости скольжения, превращая его в полуокружность при увеличении напряжений (рис. 1.16, б). При этом два других участка дислокации,  $AD$  и  $D'B$ , остаются неподвижными. Критические касательные напряжения, необходимые для превращения участка  $DD'$  в полуокружность, легко рассчитываются из условий равновесия силы натяжения участка дислокации и силы от внешнего напряжения  $\tau$ , действующей на полуокружность диаметра  $L$ :

$$\tau = \frac{Gb}{L}. \quad (1.4.9)$$

Форма полуокружности участка дислокации соответствует состоянию неустойчивого равновесия, поэтому для дальнейшего расширения образованной дислокационной петли и выхода на поверхность кристалла (рис. 1.16, в) с образованием ступеньки не требуется повышения напряжений. Образованные сегменты  $DC$  и  $D'C'$  перемещаются по плоскости скольжения навстречу друг другу и соприкасаются (рис. 1.16, г). При соприкосновении позади источника они аннигилируют, образуя сегменты  $CC'$  и  $DD'$  (рис. 1.16, д). При этом сегмент  $CC'$  продолжает перемещаться по плоскости скольжения левой части кристалла, выходя на поверхность и образуя одноатомную ступеньку (рис. 1.16, е), а сегмент  $DD'$  принимает первоначальную форму. Процесс зарождения новой дислокационной петли возобновляется, и размножение дислокаций повторяется.

Процесс перемещения участка дислокации в плоскости скольжения можно сравнить с выдуванием мыльного пузыря из трубки.

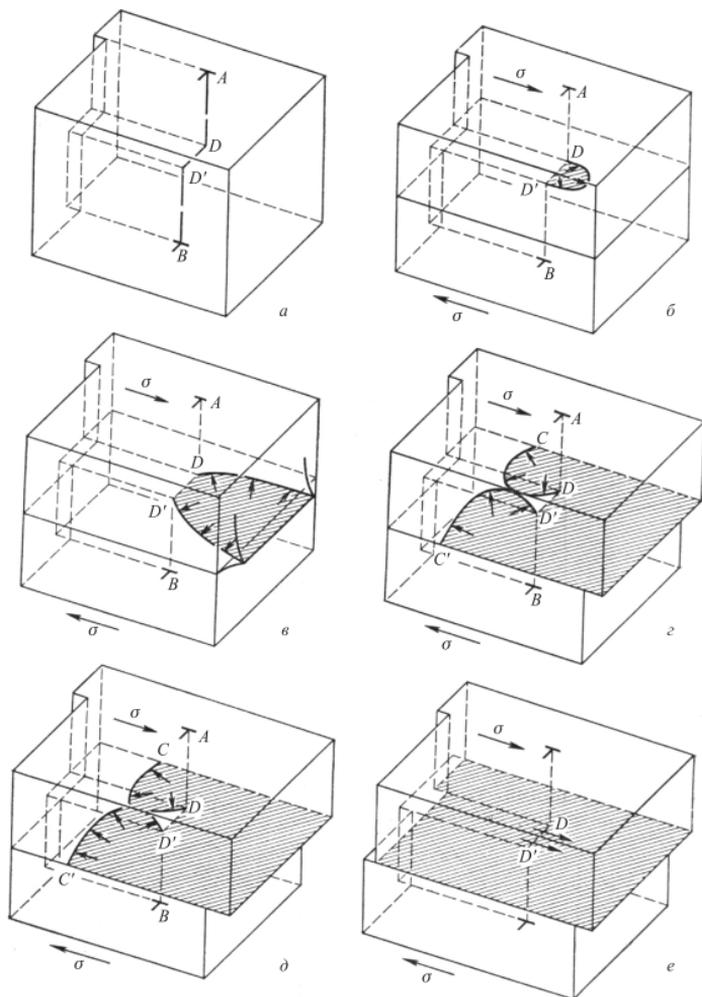


Рис. 1.16. Размножение дислокаций по механизму Франка-Рида

**Двухмерные дефекты.** Реальные кристаллы имеют мозаичную структуру. Они составлены из блоков, имеющих правильное строение и расположенных лишь приблизительно параллельно друг другу. Размеры блоков колеблются от  $10^{-6}$  до  $10^{-8}$  м, величина углов между ними — от нескольких секунд до десятков минут. Поэтому кристаллическая решетка в местах соприкосновения блоков искажена по сравнению с решеткой идеального кристалла. Еще большее искажение наблюдается у границ зерен поликристалла, так как ориентация зерен друг относительно друга может различаться на десятки градусов. Эти виды дефектов относятся к двухмерным (поверхностным) дефектам.

**Трехмерные дефекты.** Трехмерными дефектами кристаллического строения твердых тел являются включения, поры, остроконечные полости типа трещин и др.

### § 1.5. Дислокационные механизмы и критерий образования микротрещин

Известен ряд механизмов образования дислокационных микротрещин [15, 28, 63]. В основном эти механизмы предусматривают блокирование продвижения дислокации некоторым препятствием, например границей зерна или включением. Если дислокации в какой-то плоскости скольжения останавливаются перед достаточно мощным препятствием, то образуется скопление дислокаций, вызывающее высокую концентрацию напряжений у препятствия. Это приводит к зарождению дислокационной микротрещины. Рассмотрим некоторые из возможных дислокационных механизмов образования трещин.

**Модель Зинера–Стро–Петча.** Зарождение трещин по этому механизму происходит в результате заблокирования краевых дислокаций у препятствий, подобных границам кристаллических зерен, и создания высокой концентрации растягивающих напряжений в головных участках заблокированных полос скольжения. Анализ величины растягивающих напряжений у конца полосы скольжения показал, что максимальные растягивающие напряжения направлены под углом  $110^{\circ}$  к плоскости скольжения (рис. 1.17, а).

**Модель Коттрелла.** В этой модели рассматривается пересечение двух плоскостей скольжения в ОЦК-металлах, в которых активно генерируются дислокации, скапливающиеся на линии пересечения плоскостей (рис. 1.17, б). Встречаясь, два скопления краевых дислокаций в пересекающихся плоскостях тормозятся. Головные дислокации скоплений сливаются, образуя новую дислокацию с вектором Бюргера, перпендикулярным биссектрисе угла между скоплениями. Эта дислокация становится сидячей, образуя барьер для движения других дислокаций в скоплениях. Присоединение к этой новой дислокации

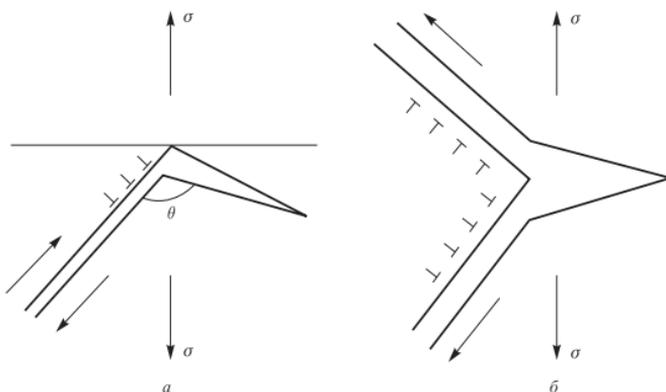


Рис. 1.17. Дислокационные модели Зинера–Стро–Петча (а) и Коттрелла (б)

других дислокаций из обоих скоплений образует микротрещину, возникающую в результате высокой концентрации напряжений. В ГЦК-металлах подобные дислокационные реакции нестабильны.

**Модель Баллафа–Гилмана.** Модель описывает безбарьерные механизмы образования трещин. Микротрещина образуется внутри плоскости скольжения (рис. 1.18) в результате скопления дислокаций у препятствия типа границ зерен.

**Модель Орована–Стро.** Эта безбарьерная модель основана на рассмотрении образования трещины в плоскости скольжения, она связана с образованием рядов дислокаций в результате полигонизации, т.е. в результате образования дислокационных стенок из краевых дислокаций, выстроенных в вертикальные ряды и приводящих к делению кристалла на субзерна.

Рассмотренные выше модели имеют общие черты, связанные с локализацией деформации сдвига и дискретностью деформации. Общим для них является также вывод уравнения, отражающего условия достижения локального напряжения, необходимого для образования микротрещины.

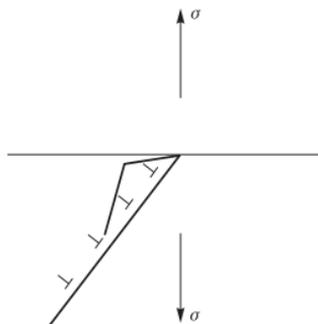


Рис. 1.18. Дислокационная модель разрушения Баллафа–Гилмана

**Критерий зарождения и роста дислокационных трещин.** Концентрацию локальных растягивающих напряжений  $\sigma_{ld}$  в голове ряда краевых дислокаций, вызванную действием сдвиговых напряжений  $\tau$ , можно определить на основе уравнения [28]

$$\sigma_{ld} = \sqrt{\frac{d}{2x}} (\tau - \tau_i), \quad (1.5.1)$$

где  $2d$  — длина полосы скольжения или расстояние между полосами скольжения (также эта величина может соответствовать диаметру кристаллического зерна),  $x$  — расстояние полосы до головы скопления дислокаций,  $\tau_i$  — напряжение сопротивления движению дислокаций (напряжение трения). Если локальное напряжение достигает теоретической прочности кристаллического тела  $\sigma_{теор}$ , определяемой согласно уравнению (1.2.8), то возникают условия для образования дислокационной микротрещины. Следовательно, критерий зарождения микротрещины имеет следующий вид:

$$\sqrt{\frac{d}{2x}} (\tau - \tau_i) \geq \sqrt{\frac{\gamma E}{a_0}}. \quad (1.5.2)$$

Число положительных или отрицательных дислокаций в плоском скоплении у препятствия можно выразить приближенной формулой, полагая  $E \approx 2G$ :

$$n \approx \frac{d(\tau - \tau_i)}{bE}. \quad (1.5.3)$$

Принимая дополнительное условие  $x \approx a_0$ , из совместного решения уравнений (1.5.2) и (1.5.3) получаем условие, необходимое для образования микротрещины по дислокационному механизму:

$$(\tau - \tau_i) nb = 2\gamma. \quad (1.5.4)$$

Анализ приведенных условий образования дислокационной микротрещины позволяет заключить следующее. Локальные растягивающие напряжения в голове ряда дислокаций образуются в основном за счет касательных напряжений  $\tau$  и никак не связаны с растягивающим напряжением, т.е. только сдвиговые напряжения являются критерийными для зарождения микротрещины. Этот вывод находит экспериментальное подтверждение.

Рассмотрим основные принципы расчета напряжений, необходимых для распространения клиновидных трещин по рассмотренным выше дислокационным механизмам. Клиновидные трещины (рис. 1.17) можно представить как одну большую однородную дислокацию с вектором Бюргера  $nb$ . Модель образования такой клиновидной трещины в условиях плоской деформации при простом растяжении напряжением  $\sigma$  приведена на рис. 1.19.

Энергия трещины в кристалле радиуса  $R$  определяется соотношением вида [28]

$$W = \frac{n^2 b^2 G}{4\pi(1-\nu)} \ln\left(\frac{2R}{l}\right) + 4\gamma l - \frac{\pi(1-\nu)(\sigma_n^2 + \tau_s^2) l^2}{2G} - nb\sigma_n l \sin\theta, \quad (1.5.5)$$

где  $n$  — число дислокаций, необходимых для образования трещины;  $\sigma_n$  и  $\tau_s$  — компоненты нормальных и касательных напряжений в плоскости трещины соответственно;  $\theta$  — угол между плоскостью скольжения и трещиной. В формуле (1.5.5) первое слагаемое соответствует упругой энергии краевой дислокации, основанной на формоизменении клина; второе — поверхностной энергии трещины; третье — энергии упругой деформации кристаллического тела с трещиной; четвертое — работе внешних сил по увеличению объема трещины при ее раскрытии. Анализируя условия равновесной трещины,

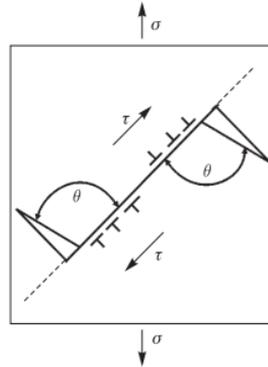


Рис. 1.19. Модель зарождения дислокационной микротрещины

$$\frac{dW}{dl} = 0, \quad (1.5.6)$$

можно получить следующий критерий роста трещины:

$$nb \left[ (\sigma_n^2 + \tau_s^2)^{1/2} + \sigma_n \sin\theta \right] = 4\gamma. \quad (1.5.7)$$

Отметим, что на распространение дислокационной трещины влияют не только касательные напряжения, но и нормальная к плоскости трещины компонента напряжений.

Общее уравнение (1.5.7) для модели Стро (а также для модели Коттрелла) можно записать в виде

$$\sigma nb \approx 2\gamma. \quad (1.5.8)$$

Используя приближенную формулу (1.5.3) и полагая напряжения трения незначительными, для условий чистого растяжения  $\sigma = 2\tau$  получаем уравнение для оценки напряжений  $\sigma$ :

$$\sigma = \sqrt{\frac{2E\gamma}{d}}. \quad (1.5.9)$$

### § 1.6. Микромеханизмы разрушения твердых тел

Существующие или возникающие на ранних этапах деформирования твердых тел дефекты (см. § 1.5) приводят к инициированию и развитию процессов разрушения. В зависимости от структурного и напряженно-деформированного состояний твердого тела, а также в зависимости от внешней среды реализуются те или иные

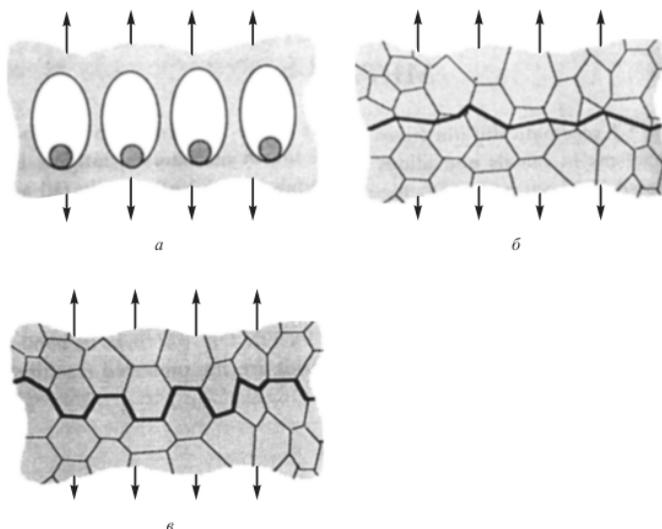


Рис. 1.20. Микромеханизмы разрушения металлов: а — вязкое разрушение, б — транскристаллитный скол, в — межзеренный скол

микромеханизмы разрушения. Различают три наиболее общих микромеханизма разрушения металлов (рис. 1.20): вязкое разрушение, транскристаллитный и межзеренный скол [81, 137, 151]. Кроме того, существуют специфические микромеханизмы разрушения, связанные с усталостью, ползучестью и динамическим нагружением, которые будут рассмотрены в последующих главах.

Анализируя микромеханизмы разрушения твердых тел, следует отметить условность границ между ними. Как правило, наблюдается одновременное действие нескольких микромеханизмов разрушения и, как следствие, смешанный тип разрушения.

**Вязкое разрушение.** Данный микромеханизм разрушения металлов обусловлен образованием микропор возле включений или частиц второй фазы, их ростом, локализацией микропластической деформации

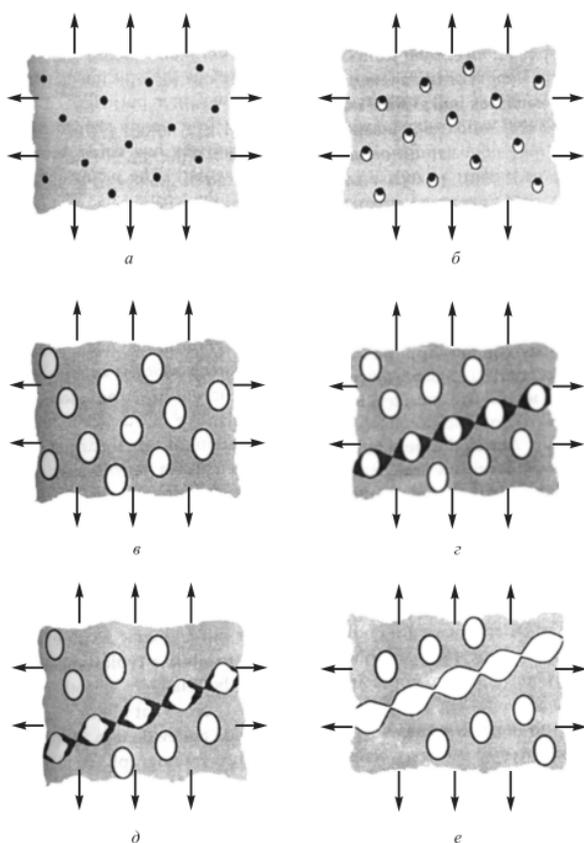


Рис. 1.21. Схема микромеханизма вязкого разрушения: *а* — включения в вязкой матрице металла, *б* — образование микропор у включений, *в* — рост микропор, *г* — локализация микропластической деформации, *д* — образование шейки в перемычках, *е* — слияние микропор и разрушение

в перемычках между порами и образованием шейки (значительного сужения в результате больших пластических деформаций), слиянием микропор и разрывом перемычек (рис. 1.21). При этом на поверхности разрушения наблюдаются ямочные образования, что является следствием микропластической деформации и разрыва перемычек между микропорами [81].