

Для металлов соотношения Коши выполняются плохо. По-видимому, в металлах силы взаимодействия не являются центральными, а атомы не обладают сферической симметрией. Для многих ионных кристаллов соотношения Коши выполняются хорошо — причем тем лучше, чем меньше доля ковалентной или металлической связи.

4.4. ПЛАСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

При обсуждении диаграммы растяжения (см. рис. 4.9) обращалось внимание на то, что при приложении нагрузки к кристаллу сначала наблюдается очень небольшая область упругих деформаций ($\epsilon \ll 1\%$), для которой справедлив закон Гука. Следует заметить, что область упругих деформаций уменьшается с повышением температуры и становится ничтожно малой вблизи температуры плавления. В упругой области каждый атом кристалла лишь слегка смещается в направлении приложения нагрузки из своего положения равновесия в решетке. Вообще говоря, теория не позволяет предсказать значение предела упругости. Однако линейная зависимость между силой и упругой деформацией может быть объяснена тем, что кривую потенциальной энергии взаимодействия атомов (рис. 4.11) при малых смещениях можно аппроксимировать параболой $U = \beta x^2$. Отсюда сила

$$F = - \frac{dU}{dx} = -2\beta x. \quad (4.37)$$

При значениях приложенного напряжения выше напряжения, соответствующего пределу упругости (точка А на рис. 4.9), кривая переходит в область ВС, для которой закон Гука не выполняется. Если теперь снять нагрузку, то исходная форма образца или его длина уже не восстанавливается. В результате возникает остаточная деформация, которая при низких температурах не зависит от времени приложения нагрузки. *Не зависящую от времени деформацию, которая сохраняется после снятия нагрузки, называют пластической.*

Таким образом, предел текучести — это напряжение, при котором начинает появляться остаточная деформация. Практически пределы текучести и упругости совпадают, хотя резкого перехода от упругого к пластическому поведению обычно не наблюдается.

Итак, при увеличении растягивающего напряжения, при некотором зна-

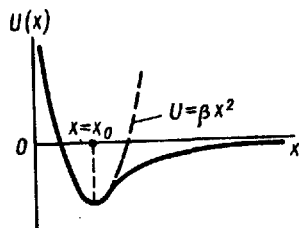


Рис. 4.11. Зависимость потенциальной энергии от расстояния между взаимодействующими атомами

чении напряжения начинается пластическая деформация. Однако пластическая деформация имеет место не для всех кристаллов. Так, хрупкие вещества, например, кварц, сурьма, мышьяк, корунд, имеющие направленные связи в пространстве, и некоторые металлы при достаточно низких температурах разрываются после малой пластической деформации или без нее на две части вдоль атомной плоскости — плоскости скола, т. е. претерпевают так называемый *хрупкий разрыв*. Некоторые кристаллы, в особенности большинство чистых металлов, очень пластичны и их можно значительно деформировать без разрушения.

С момента начала пластической деформации реализуются два основных типа процесса деформации кристалла: *скольжение* и *двойникование*. Для того чтобы происходила пластическая деформация, независимо от ее типа необходимо наличие касательных (сдвиговых) напряжений.

Двойникование наблюдается в ряде кристаллов, особенно имеющих плотноупакованную гексагональную или объемноцентрированную кубическую решетку. При двойниковании происходит сдвиг определенных областей кристалла в положение, отвечающее зеркальному отображению несдвинутых областей. Такой симметричный сдвиг происходит относительно какой-то благоприятным образом ориентированной по отношению к приложенному напряжению τ кристаллографической плоскости, называемой *плоскостью двойникования* (рис. 4.12), которая до деформации не обязательно была плоскостью симметрии. Областью сдвига является вся сдвинутая часть кристалла. При двойниковании, как видно из рис. 4.12, в области сдвига перемещение большинства атомов происходит на расстояния, меньшие межатомных, при этом в каждом атомном слое атомы сдвигаются на одно и то же расстояние по отношению к атомам нижележащего слоя.

При пластической деформации путем скольжения (рис. 4.13) одна часть кристалла перемещается в определенном направлении (называемом направлением скольжения) относительно другой вдоль определенной кристаллографической плоскости (плоскости скольжения). Пара-плоскость и направление скольжения образуют систему скольжения. Для каждой кристаллической решетки может быть несколько систем скольжения.

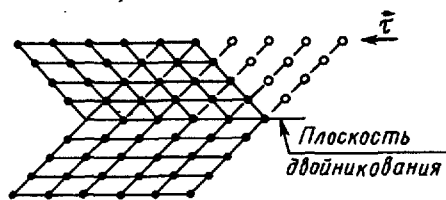


Рис. 4.12. Пластическая деформация двойникованием

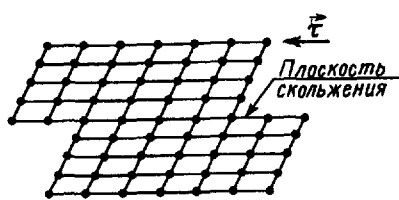


Рис. 4.13. Пластическая деформация скольжением

Скольжение одной атомной плоскости по отношению к другой происходит таким образом, что атомные слои не отделяются друг от друга (в противном случае кристалл просто бы разрушился), т. е. атомы в плоскости скольжения перемещаются на целое число трансляций, и в результате сохраняется непрерывность кристаллической решетки, т. е. сохраняется атомная структура.

Многочисленный экспериментальный материал указывает на то, что процесс скольжения является анизотропным, т. е. смещение атомных слоев в кристалле происходит не в направлении действующей силы, а по кристаллографическим плоскостям и направлениям, определяемым геометрией структуры. *Плоскости скольжения, как правило, имеют наиболее плотную упаковку атомов.* Такими плоскостями, как известно, являются плоскости с малыми кристаллографическими индексами Миллера (hkl). Факт скольжения по плотноупакованным плоскостям связан с тем обстоятельством, что для ряда решеток (особенно металлов) расстояние между двумя соседними плотноупакованными атомными плоскостями больше, чем между другими атомными плоскостями. Сила взаимодействия между атомами в двух смежных плоскостях уменьшается с увеличением расстояния между ними, а следовательно, требуется меньшее сдвиговое усилие для того, чтобы началось скольжение этих плоскостей друг относительно друга. Так, в гранецентрированной кубической решетке для плотноупакованных плоскостей $\{111\}$ минимальное межплоскостное расстояние $d_{111} = a\sqrt{3}/3$, где a — параметр решетки и $d_{110} = a\sqrt{2}/4$ для менее плотноупакованных плоскостей $\{110\}$, т. е. межплоскостное расстояние для плоскостей $\{111\}$ примерно в 1,6 раза больше, чем межплоскостное расстояние для плоскостей $\{110\}$.

Направлениями скольжения в кристалле являются направления также с наиболее плотной упаковкой атомов, т. е. они располагаются в плотноупакованной плоскости скольжения, поскольку в этих и перпендикулярных им направлениях элементарные смещения при скольжении являются наименьшими, а значит, и процесс скольжения происходит при меньших напряжениях.

На рис. 4.14 приведены типичные решетки металлических кристаллов и показаны основные плоскости (заштрихованные) и направления (стрелки) возможного скольжения.

Как видно из рис. 4.14, а, в гранецентрированной кубической решетке скольжение идет по плоскостям $\{111\}$ в направлениях $\langle 110 \rangle$. Поскольку в гранецентрированной решетке четыре плоскости типа (111) , а в каждой из них лежит по три направления скольжения, то всего имеется 12 основных систем скольжения. Большим числом систем возможного скольжения

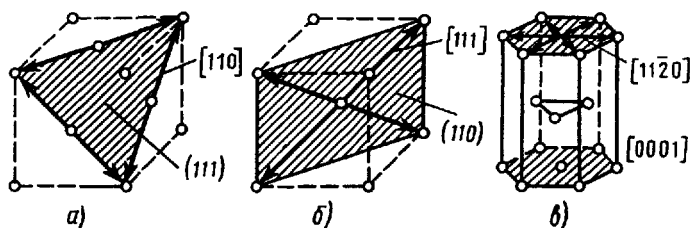


Рис. 4.14. Плоскости и направления скольжения в решетках металлов: *a* — ГЦК-решетка, *б* — ОЦК-решетка, *в* — ГПУ-решетка

с учетом ненаправленности сил связи объясняется значительная пластичность металлов с гранецентрированной кубической решеткой, таких, как Al, Cu, Ni, Ag и др.

В кристаллах с объемно-центрированной кубической решеткой (рис. 4.14, б) основными плоскостями возможного скольжения являются плоскости $\{110\}$, а направлениями — $\langle 111 \rangle$. Легко сообразить, что общее число основных систем скольжения также составит 12 — это шесть плоскостей $\{110\}$ и в каждой плоскости — по два направления скольжения $[111]$.

В гексагональных кристаллах (рис. 4.14, в) плоскостями скольжения являются плоскости базиса $\{0001\}$, а направлениями легкого скольжения — направление $\langle 11\bar{2}0 \rangle$, т. е. имеет место одна плоскость скольжения (0001) и три направления скольжения типа $[11\bar{2}0]$ — всего три основные системы скольжения.

Очевидно, что при нагружении монокристаллического образца, имеющего несколько систем возможного скольжения, пластическая деформация начнется в той системе, которая наиболее благоприятным образом ориентирована относительно направления действующих напряжений.

Если известна ориентация кристалла относительно направления действующих напряжений, то можно вычислить касательную (скалывающую) составляющую напряжений, при которой начинается пластическая деформация для каждой из возможных для данного кристалла систем скольжения. Для вывода расчетной формулы рассмотрим монокристалл в виде цилиндра, с площадью поперечного сечения S , к которому вдоль оси приложено растягивающее усилие F

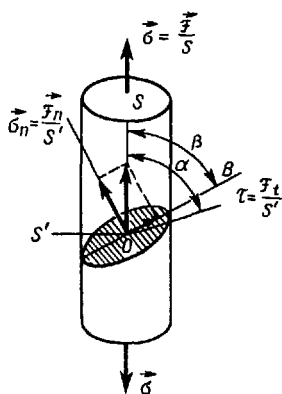


Рис. 4.15. К выводу формулы для τ

(рис. 4.15). Пусть скольжение при растяжении происходит в плоскости, которая на рис. 4.15 заштрихована, и в направлении ОВ. Площадь заштрихованного сечения $S' = S/\sin \alpha$, где α — угол между плоскостью скольжения и осью цилиндра. Разложим силу растяжения на нормальную (F_n) и касательную (F_t) составляющие и вычислим касательное напряжение $\tau = F_t/S'$.

Для простоты будем считать, что касательная составляющая совпадает с направлением возможного скольжения ОВ. Угол между осью цилиндра и направлением ОВ обозначим β . Очевидно, что приведенное к данному направлению скольжения скальвающее напряжение

$$\tau = (F/S) \sin \alpha \cos \beta = \sigma \sin \alpha \cos \beta, \quad (4.38)$$

где σ — растягивающее напряжение.

Из формулы (4.38) видно, что скальвающее напряжение максимально, когда плоскость и направление скольжения составляют с осью цилиндра углы в 45° , т. е. $\alpha = \beta = 45^\circ$. В этом случае $\tau_{\max} = 0,5 \sigma$.

Установлено, что нормальные напряжения почти не оказывают влияния на пластическое течение кристаллов. Таким образом, пластическая деформация происходит под действием касательных напряжений. При этом, как показано экспериментально, напряжение, соответствующее пределу текучести, сильно меняется в зависимости от ориентации кристалла, однако, если согласно (4.38) это напряжение преобразовать в приведенное напряжение, то результирующее напряжение сдвига является константой данного материала (типичные значения этого напряжения обычно находятся в пределах $(10^{-5} - 10^{-4}) G$). Другими словами, пластическая деформация начинается в том случае, когда скальвающее напряжение τ превышает некоторое критическое значение, характерное для данного материала и данной системы скольжения. Этот закон постоянства критического скальвающего напряжения впервые на основании экспериментальных данных был сформулирован Е. Шмидом и В. Боасом. В соответствии с этим законом, если образец находится под действием постепенно возрастающей нагрузки, то скольжение мало до тех пор, пока скальвающие напряжения не превзойдут определенного предельного значения, которое, например, при комнатной температуре для Си (плоскости скольжения $\{111\}$; направления скольжения $\langle 110 \rangle$) равно $0,49 \cdot 10^6$ Па, а для Al (системы скольжения $\{111\}$, $\langle 110 \rangle$) и Zn (системы скольжения $\{0001\}$, $\langle 1120 \rangle$) — соответственно $0,78 \cdot 10^6$ и $0,18 \cdot 10^6$ Па.

Так как в процессе деформации слои, по которым идет скольжение, меняют ориентацию, плоскость скольжения поворачивается из своего положения, отвечающего максимуму критического скальвающего напряжения, то при дальнейшей деформации постепенно вступают в действие другие, более благоприятные уже в этой ситуации системы скольжения.



Рис. 4.16. Кристалл кадмия, растянутый при 523 К

Заметим, что критические скальвающие напряжения, необходимые для начала пластической деформации путем скольжения, обычно меньше, чем критические напряжения

для деформации путем двойникования, поэтому пластическая деформация двойникованием встречается значительно реже. Например, для Zn критическое напряжение для начала скольжения равно $0,18 \cdot 10^6$ Па, а для двойникования — $29 \cdot 10^6$ Па. В некоторых материалах деформация может осуществляться обоими способами — скольжением и двойникованием. Это связано с тем, что двойникование создает новые ориентации, которые облегчают скольжение.

Пластическая деформация в отличие от упругой крайне неоднородна. Эта неоднородность проявляется в возникновении на поверхности кристалла параллельных линий скольжения, представляющих собой пересечение плоскостей скольжения с поверхностью кристалла (рис. 4.16). Части кристалла, которые лежат между линиями скольжения, почти не испытывают деформации.

Если пластическая деформация происходит путем скольжения одной плотноупакованной атомной плоскости относительно другой, то, даже если энергия, необходимая для перемещения атома из одного положения в другое, очень мала, наличие в плоскости скольжения около 10^{20} атомов/м² потребует значительного усиления для осуществления скольжения.

Теоретические расчеты скальвающего напряжения, необходимого для смещения двух частей идеального кристалла, относительно друг друга, в предположении, что между силой сдвига и смещением имеет место синусоидальное соотношение, были приведены в гл. 3. Оказалось, что

$$\tau_{\text{теор}} = \frac{b}{a} \frac{G}{2\pi}, \quad (4.39)$$

где b — период силы сдвига, a — расстояние между атомными рядами, G — модуль сдвига. Более точные расчеты привели к выражению

$$\tau_{\text{теор}} \approx G/30. \quad (4.40)$$

Экспериментально наблюдаемые значения критических скальвающих напряжений, как мы видели выше, на много порядков меньше теоретических и находятся в пределах $(10^{-5}—10^{-4})G$. Так, для Cu экспериментально наблюдаемое значение критического скальвающего напряжения равно $0,49 \cdot 10^8$ Па, а теоретическое значение $G/30 = 75,2 \cdot 10^9/30 = 2,5 \cdot 10^9$ Па.

Факт значительного расхождения между теоретическими и

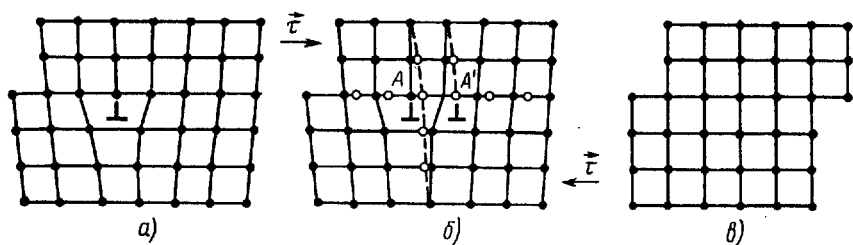


Рис. 4.17. Движение краевой дислокации, приводящее к образованию ступеньки единичного сдвига: *а* — исходное состояние кристалла, *б* — дислокация переместилась на одно межатомное расстояние, *в* — дислокация достигла поверхности кристалла и совершила единичный сдвиг

экспериментальными значениями критических скальвающих напряжений связан с тем обстоятельством, что в реальных кристаллах всегда присутствуют дислокации, которые легко перемещаются, и их движение обуславливает скольжение при очень низких значениях прикладываемых нагрузок. Наличие дислокаций приводит к тому, что сдвиг начинается не по всей плоскости одновременно, а только в каком-либо одном месте, а затем под действием касательных напряжений распространяется по всей плоскости скольжения, при этом в направлении скольжения, указываемом вектором Бюргерса b , перемещается и сама дислокация. На рис. 4.17 приведена схема развития единичного сдвига (на одно межатомное расстояние) верхней части кристалла по отношению к нижней при наличии в плоскости скольжения краевой дислокации.

Как видно из рис. 4.17, для передвижения дислокации необходимо затратить сравнительно небольшие усилия, поскольку для перемещения дислокации на одно межатомное расстояние из точки A в точку A' требуется лишь незначительное смещение атомов из положений, обозначенных темными кружками, в положения, обозначенные светлыми кружками. В отличие от деформации, приводящей к скольжению в идеальном кристалле, когда все смещения должны происходить одновременно, деформация в присутствии дислокации осуществляется большим числом последовательных перемещений атомов. Таким образом, малые значения критических скальвающих напряжений в начале пластической деформации даже при сравнительно небольшом количестве дислокации легко объясняются их движением при нагружении.

На примере единичного сдвига мы видели, что дислокация в результате перемещения по плоскости скольжения покидает кристалл. Опыт же показывает, что при больших напряжениях кристаллы претерпевают значительные деформации. Для объяснения этого факта необходимо предположить, что в кристалле имеются источники, которые генерируют дислокации при напря-

жениях, меньших чем $10^{-4} G$. Такими источниками, как мы видели в разделе о дислокациях, являются, например, источники Франка—Рида, которые начинают действовать при скальзывающих напряжениях Gb/l , где l — длина источника, G — модуль сдвига, b — модуль вектора Бюргерса. В реальных кристаллах источники Франка—Рида — это только один из возможных механизмов размножения дислокаций. Рождение новых дислокаций в процессе пластической деформации и их перемещение приводят к макроскопическому сдвигу вдоль плоскости скольжения.

Как видно из рис. 4.9, для дальнейшей деформации кристалла в области пластичности необходимо непрерывно увеличивать напряжение, поскольку при необратимой деформации происходит его упрочнение (наклеп), которое продолжается вплоть до разрушения (кривая непрерывно идет вверх). Наблюдаемое упрочнение связано с понижением подвижности дислокаций.

На подвижность дислокаций может оказывать влияние ряд факторов. Одним из существенных факторов, влияющих на упрочнение, является упругое взаимодействие между дислокациями, на что указывает быстрый рост упрочнения с увеличением плотности дислокаций. Так, плотность дислокаций с ростом деформации изменяется от 10^{10} — 10^{12} m^{-2} в недеформированных металлах, до 10^{15} — 10^{16} m^{-2} — в сильно упрочненных деформацией металлах.

На понижение подвижности дислокаций оказывает влияние изгиб плоскостей скольжения при деформации вблизи скопления краевых дислокаций, взаимное пересечение непараллельных дислокаций, ведущее к образованию ступенек.

Другим фактором, затрудняющим перемещение дислокаций, является легирование твердых тел примесями. Известно, что малые добавки примесных атомов улучшают качество технических сплавов. Так, добавки ванадия, циркония, церия улучшают структуру и свойства стали, рений устраняет хрупкость вольфрама и молибдена. Это, как говорят, полезные примеси, но есть примеси и вредные, которые иногда даже в незначительных количествах делают, например, металлические изделия совсем непригодными для эксплуатации. Так, очистка меди от висмута, а титана — от водорода привела к тому, что исчезла хрупкость этих металлов. Олово, цинк, тантал, вольфрам, молибден, цирконий, очищенные от примесей до 10^{-3} — 10^{-5} % их общего содержания, которые до очистки были хрупкими, стали вполне пластичными. Их можно ковать на глубоком холоде, раскатывать в тонкую фольгу при комнатной температуре.

Примеси, а также дефекты образуют в твердом теле скопления. Если их размеры больше нескольких межатомных расстояний, то они являются центрами стопорения дислокаций, которые затрудняют их перемещение до тех пор, пока к ним не приложены значительные напряжения.

При высоких температурах, когда существенны процессы диффузии, роль факторов, влияющих на подвижность дислокаций, становится мало эффективной. Так, отжиг и переползание дислокаций ведут к уменьшению плотности дислокаций, а следовательно, к разупрочнению материала. Поэтому при создании материалов, которые могли бы работать при высоких температурах, необходимо, например, путем введения в них специальных легирующих примесей значительно понизить скорости диффузионных процессов.

Итак, при больших нагрузках реакция твердых тел существенным образом зависит от их дефектности (от наличия или отсутствия дислокаций, от размеров кристаллитов, блоков мозаики и т. п.) — разрушение начинается в наиболее слабых местах.

Как видно из табл. 4.1, идеальные кристаллы во много раз прочнее реальных.

Различие между теоретической и практической прочностями обусловлено тем, что в гипотетическом кристалле атомы расположены в идеальном порядке. Разрушиться такой кристалл мог бы только в том случае, если бы все атомы, лежащие в одной плоскости, оторвались от своих соседей. Для этого, как мы видели, требуются усилия, равные, по крайней мере, $G/30$ Па. Но в природе нет таких кристаллов. В решетках реальных кристаллов всегда существуют нарушения порядка в расположении атомов. К таким нарушениям, в частности, относятся дислокации, которые могут передвигаться с плоскости на плоскость и тем самым ослабляют кристаллическую решетку. Дефекты полезны, когда их много. Если дислокаций много, они начинают мешать друг другу перемещаться. Образуется структура с определенным порядком из кусочков беспорядка.

Дислокации оказывают на сопротивление кристалла деформации двоякое влияние — при малых плотностях они ослабляют кристалл, при больших — упрочняют, поскольку в этом случае затрудняется их перемещение.

Заметим, что на упругие и пластические свойства твердых тел оказывает влияние характер сил связи. Ковалентные кристаллы (алмаз, кремний, германий) при комнатной температуре бывают жесткими и хрупкими, так как направленный харак-

Таблица 4.1. Механические характеристики идеальных и реальных кристаллов

Кристалл	Предел прочности, Па	Упругая деформация, %	Пластическая деформация, %
Идеальный кристалл	$(1,5-2) \cdot 10^{10}$	1-5	0
Реальные кристаллы (металлы)	$(0,1-1) \cdot 10^7$	10^{-2}	От десятков до сотен
Нитевидные кристаллы («усы»)	$(0,5-1,4) \cdot 10^{10}$	0,5-2	1-1,5

тер связей препятствует сдвиговому движению, а также мешает перемещению одного атома вслед за другим, как это имеет место при движении дислокаций в решетке. Разрушение начинается прежде, чем дислокации могут обеспечить достаточно большие сдвиги, поскольку их движение затруднено по сравнению с движением дислокаций в металлах. Ионные кристаллы гораздо более пластичны, если они совершенно чистые (обычные кристаллы могут быть и хрупкими из-за наличия внедренных в них дефектов). Электростатические силы — ненаправленные, и потому ионы могут перемещаться с места на место в той мере, в какой этому мешают их размеры. Металлы, как мы видели выше, наиболее пластичны: в них возможно свободное перемещение дислокаций.

Все существующие методы упрочнения (наклеп при прокатке, легирование, термообработка и др.) связаны с увеличением плотности дислокаций и позволяют повысить прочность до значений порядка $10^{-3} G$. Более заманчивым является получение бездефектных кристаллов, которые должны обладать прочностью, близкой к теоретической. Такие бездислокационные нитевидные кристаллы (или «усы») сейчас выращивают при больших пересыщениях искусственным путем из железа, германия, золота, олова, кадмия, никеля, меди и др. Диаметр «усов» порядка 100 нм. Преимущественный спиральный рост «усов» в одном направлении связан с тем, что они содержат одну единственную винтовую дислокацию. Наличие одной такой дислокации не снижает прочности, так как при растяжении кристалла напряжение сдвига на нее не действует. «Усы» обнаруживают колоссальную прочность. Медь выдерживает нагрузку $5,9 \cdot 10^9$ Па вместо привычных $1,8 \cdot 10^8$ Па, а железо — $1,4 \cdot 10^{10}$ Па вместо $2,5 \cdot 10^9$ Па. Упругая деформация может достигать нескольких процентов, в то время как у обычных кристаллов она не превышает сотых долей процента (см. табл. 4.1). Длина выращиваемых сейчас «усов» не превышает нескольких миллиметров. К сожалению, попытки увеличить длину «усов» приводят к катастрофическому снижению прочности. Однако даже такие небольшие «усы» вполне годятся для изготовления, например, подвесов чувствительных приборов, «усы» можно заливать связующим пластиком и получать материалы, прочность которых, хотя вдвое меньше, чем у чистых «усов», но все равно чрезвычайно велика.

4.5. ХРУПКОЕ РАЗРУШЕНИЕ

До сих пор мы говорили о вязком разрушении твердых тел, которому предшествует значительная пластическая деформация, при этом разрушение происходит в том месте образца, где образуется «шейка» весьма малого сечения (см. рис. 4.2). Кроме вязкого разрушения твердые тела могут испытывать хрупкое