

05

Неупругость твердых тел при малых деформациях

© Г.Г. Кочегаров

Институт геофизики СО РАН, Новосибирск

Поступило в Редакцию 19 февраля 1999 г.

Обнаружены остаточные (необратимые) деформации твердых тел при весьма малых напряжениях в области деформаций $\varepsilon \approx 10^{-6}$, традиционно относимых в литературе к упругой. Неупругие деформации проявляются в этой области у всех типов твердых тел (моно- и поликристаллов пластичных и хрупких материалов, аморфных твердых тел), сильно различающихся по своей природе и физико-механическим свойствам. Эти деформации можно отнести к особому виду неупругих деформаций — квазимикропластическим, а эффект квазимикропластичности — к фундаментальному свойству твердых тел.

Твердые тела классифицируются как пластичные и упругие. Пластическая деформация подразделяется на микро- и макропластическую. Микропластическая деформация, наблюдаемая у пластичных металлов и сплавов при напряжениях, в $\sim 10^4$ раз меньших их теоретической прочности, обусловлена движением дислокаций в отдельных микрообъемах зерен, а за истинный предел упругости материала принимается напряжение сдвига, при котором начинает работать первый источник дислокаций [1].

Материалы и другие диэлектрики (алмаз, кварц, корунд, стекло) проявляют хрупкие свойства. В частности, кварц при комнатной температуре относят к абсолютно хрупким материалам [2]. Считается, что его предел текучести близок к пределу прочности, поэтому пластически деформироваться он может лишь при разрушающих напряжениях порядка $2 \cdot 10^9$ Па [3], при этом пластическую деформацию испытывает только тонкий слой кварца ($\ll 1$ мкм) [4] по берегам прорастающей трещины разрушения. Германий и кремний раскалываются, как правило, по плоскости $\{111\}$ без значительных предшествующих деформаций при напряжении $1.5 \cdot 10^8$ Па, а их пластические свойства проявляются при температуре соответственно 450 и 650°C при напряжении $4 \cdot 10^7$ Па [5].

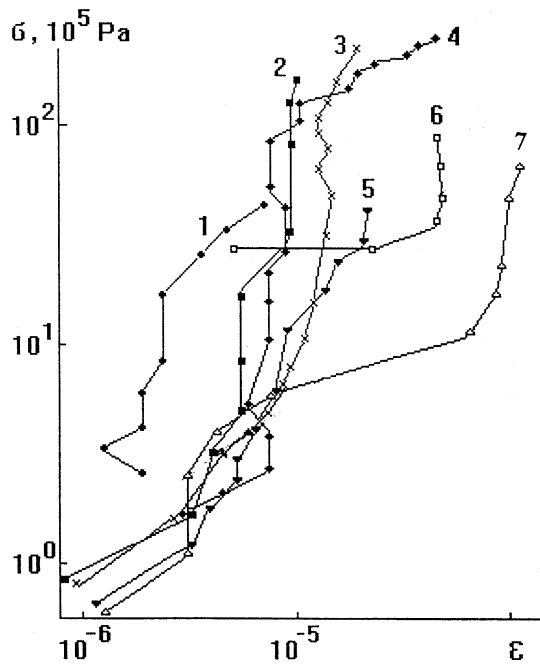


Диаграмма деформирования материалов $\sigma(\varepsilon)$, ε — остаточная деформация.

Нами обнаружены остаточные (необратимые) деформации при комнатной температуре как у пластичных, так и у хрупких твердых тел в области деформаций $\sigma \approx 10^{-6}$, обычно относимой в литературе к упругой области (см. рисунок). Эти деформации по своей величине соизмеримы с упругими либо даже могут превосходить их. Испытания образцов проводились методом трехточечного изгиба, время воздействия нагрузки на материал в начальной области деформирования составляло 1–2 s, а в области деформаций $\sigma > 10^{-6}$ — (10–15) s. Образцы готовились в виде пластинок с линейными размерами $70 \times 5 \times 3$ mm. Измерение деформации проводилось оптико-механическим методом, чувствительность которого составляла $5 \cdot 10^{-7}$ [6], ошибка измерения в этой области деформаций составляла $\pm 50\%$, а в области деформаций

$\varepsilon \geq 10^{-6}$ — $\pm 10\%$ и менее (с возрастанием деформации ошибка измерения уменьшается). Эксперимент проводился по методу "нагружение-разгрузка" образцов со ступенчатым возрастанием нагрузки. У образца под нагрузкой измерялась общая деформация, а у разгруженного — остаточная. Признаков ползучести материалов при проведении испытаний не наблюдалось.

На рисунке представлены результаты измерений остаточных деформаций ε_k как функции напряжения σ образцов различных материалов с разной чистотой обработки их поверхности: полированного 1 и шлифованного 6 поликристаллов кремния, стекла 2, полированного монокристалла германия 3 и плавленного кварца 4, шлифованного монокристалла кремния 5, а также образца поликристаллической меди 7.

Из рисунка видно, что остаточные деформации регистрируются как у хрупких, так и у пластичных материалов уже при напряжениях $5 \cdot 10^4 - 10^5$ Па в области деформаций $8 \cdot 10^{-7} - 10^{-5}$, которая традиционно относится к упругой области [3,5]. Необходимо также заметить, что у образца кварца в начальной области нагружения обнаружены только остаточные деформации в отсутствие упругого компонента. Напряжения, при которых зарегистрированы остаточные деформации у исследованных материалов, на ~ 6 порядков меньше их теоретической прочности на сдвиг (по порядку величины, равной $\tau \sim G/15$, когда направление и плоскость скольжения составляют с направлением приложенной силы угол в 45° [7]; здесь G — модуль сдвига), на ~ 4 порядка меньше предела текучести (равного, например, для сталей общего назначения $\sim 2 \cdot 10^8$ Па [8]) и их реальной прочности и на 2 порядка меньше напряжения микропластического течения металлов (стартового напряжения движения дислокаций).

Повторное испытание образцов без "отдыха" в идентичных условиях (второй этап эксперимента) качественно не изменяет картины диаграммы "напряжение — остаточная деформация", но количественно зависимость $\sigma(\varepsilon_k)$ не воспроизводится, причем при повторном измерении значения напряжений, при которых достигалась на первом этапе ранее зарегистрированная величина остаточной деформации образцов, сдвигаются в более высокую область. Необходимость повышения напряжения при повторном испытании для достижения величины остаточной деформации, зафиксированной при первом нагружении, показывает, что при данном уровне напряжений способность материала к необратимому деформированию исчерпывается уже на первом этапе. Такое поведение ма-

териалов при весьма малых напряжениях свидетельствует о протекании в их кристаллической решетке необратимых субструктурных изменений, а приведенные экспериментальные данные позволяют предположить, что механизм релаксации напряжений в наших экспериментах отличается от механизма микропластической деформации. Такое предположение представляется тем более справедливым, если учесть, что в области этих малых напряжений зарегистрированы остаточные деформации у таких типично хрупких материалов, как кварц, стекло, кремний, германий, не проявляющих в обычных условиях пластических свойств.

В этой связи отметим, что по данным [9] в металлических и ионных кристаллах барьер для перемещения дислокаций в 10^3 – 10^4 раз меньше энергии межатомной связи и преодолевается дислокациями при напряжении (10^{-3} – 10^{-4}) G, а в ковалентных (хрупких) кристаллах потенциальный барьер для движения дислокаций по порядку величины приближается к энергии химических связей. Такая особенность ковалентных твердых тел обусловлена более высоким, чем у металлов, потенциальным барьером Пайерлса, который необходимо преодолеть дислокациям при их движении. Действительно, определяя энергию активации на единицу длины краевой дислокации ΔW и критическое напряжение сдвига σ_c по соотношениям $\Delta W \sim [Gb^2/2\pi(1-\nu)] \exp[-2\pi a/(1-\nu)b]$ и $\sigma_c \sim [2G/(1-\nu)] \exp[-2\pi a/(1-\nu)b]$, имеющим оценочный характер (здесь b — вектор Бюргерса, a — постоянная решетки, ν — коэффициент Пуассона) [10], при подстановке характерных значений для меди ($G = 4.9 \cdot 10^{10}$ Pa, $b = 2.6 \cdot 10^{-10}$ m, $a = 3.6 \cdot 10^{-10}$ m, $\nu = 0.3$ [5]) получаем величины $\Delta W \sim 10^{-15}$ J/m и $\sigma_c \sim 10^6$ Pa, а для корунда ($G = 3.5 \cdot 10^{11}$ Pa, $b = 8.3 \cdot 10^{-10}$ m, $a = 4.8 \cdot 10^{-10}$ m, $\nu = 0.3$ [5]) — $\Delta W \sim 10^{-10}$ J/m и $\sigma_c \sim 10^{10}$ Pa. Таким образом, ΔW у меди меньше, чем у корунда, на пять порядков, а σ_c — на четыре порядка. Для критического напряжения движения дислокации в меди σ_c и критического напряжения движения дислокации Пайерлса в [11] получено такое же соотношение $\sigma_c \sim 10^{-4}\sigma$, которое показывает, что в пластичном металле напряжение сдвига дислокации на четыре порядка меньше, чем в ковалентном кристалле.

Уменьшение подвижности дислокаций в ковалентных материалах можно объяснить как локализацией и пространственной направленностью их химических связей [7], так и специфичной топологией дислокаций в энергетически неоднородной кристаллохимической решетке, при этом смена их положения и конфигурации даже при единичном транс-

ляционном смещении может вызывать рекомбинацию сразу нескольких межатомных связей. Эти кристаллохимические особенности твердых тел с ковалентными связями и обуславливают высокое стартовое напряжение и энергию перемещения дислокаций в материале.

Согласно литературным данным, значения напряжения генерации дислокаций и напряжения, при котором лидирующая дислокация останавливается, во фтористом литии превышают величину порядка $1 \cdot 10^7$ Па [12], для устойчивого роста дислокационных петель и кластеров при их гомогенном зарождении в германии необходимо напряжение порядка (0.03–0.05) G, а при гетерогенном — на порядок меньше [13]. Образование полос скольжения в кварце наблюдали в [14] при температуре 1000°C и давлении $8 \cdot 10^8$ Па, время экспозиции составляло до 5 h. Трансляционное скольжение в кварце параллельно базисной плоскости (0001) при $500\text{--}700^\circ\text{C}$, давлении $2 \cdot 10^9$ Па и времени экспозиции ~ 0.5 h описано в [15]. По данным [16] дислокации в кремнии при комнатной температуре неподвижны, а авторы работы [17] подчеркивают, что ниже некоторой определенной температуры (250°C для германия и 600°C для кремния) механизм пластической деформации в ковалентных кристаллах претерпевает существенные изменения.

Таким образом, на специфичный характер механизма неупругих деформаций в наших экспериментах особенно отчетливо указывают остаточные деформации, обнаруженные в ковалентных кристаллах, в которых критическое напряжение движения дислокаций примерно на четыре порядка выше, чем в пластичных металлах. Вследствие этого остаточную деформацию, регистрируемую нами при необычно низких напряжениях в твердом теле, можно охарактеризовать как проявление особого типа неупругой деформации — квазимикропластичности (КМП).

Особое внимание следует обратить на тот факт, что наблюдаемая КМП деформация в начальной области деформирования (в которой она более эффективно проявляется) не сильно различается как по своей величине, так и по уровню напряжений даже у таких твердых тел, резко различающихся по своей природе и физико-механическим свойствам, как пластичная медь и хрупкие ковалентные кристаллы. Такое поведение материалов при КМП деформации подчеркивает ее специфичный характер, который обуславливает различие между микропластичностью и КМП деформацией твердых тел, а общность проявления КМП у хрупких и пластичных материалов свидетельствует об общности ее механизма у

твердых тел с различными физико-механическими свойствами. Можно полагать, что КМП деформация твердых тел предшествует процессу их микропластического течения.

Таким образом, приведенные экспериментальные данные показывают, что КМП свойства материалов имеют специфичный механизм, отличающийся от пластического течения, и проявляются у моно- и у поликристаллов, а также у аморфных твердых тел. Эти материалы имеют качественно противоположные физико-механические свойства, обусловленные различием их природы, кристаллической структуры, состояния поверхности, вещественного и фазового состава, степени кристалличности, структуры химических связей, а совокупность рассмотренных факторов дает основание отнести наблюдаемый эффект квазимикропластичности к фундаментальному свойству твердых тел.

Список литературы

- [1] Дударев Е.Ф. Микропластическая деформация и предел текучести поликристаллов. Томск: изд. Том. ун-та, 1988. 256 с.
- [2] Stokes R.J. // Fracture. N.Y.–London: Academic, 1972. V. 7. P. 157–165.
- [3] Шубников А.В. Избранные труды по кристаллографии. М.: Наука, 1975. С. 359–366.
- [4] Ходаков Г.С. Физика измеления. М.: Наука, 1972. 308 с.
- [5] Van Vueren H.G. Interfections in crystals. Amsterdam: North-Holland, 1960. 624 p.
- [6] Тушинский Л.И., Плохов А.В. Изучение структуры и физико-механических свойств сплавов. Новосибирск: Наука, 1985. 200 с.
- [7] Павлов П.В., Хохлов А.Ф. Физика твердого тела. М.: Высш. шк., 1985. 384 с.
- [8] Геллер Ю.А., Рахитадт А.Г. Материаловедение. М.: Металлургия, 1989. 456 с.
- [9] Физический энциклопедический словарь / Гл. ред. А.М. Прохоров. М.: Сов. энциклопедия, 1983. 928 с.
- [10] Friedel J. Dislocations. London–N.Y.–Paris–Frankfurt: Pergamon Press, 1964. 653 p.
- [11] Cottrell A.H. Theory of crystal dislocation. London–Glasgow: Blackie and Son LTD, 1964. 103 p.
- [12] Гарбер Р.И., Михайловский В.М. // ФГТ. 1972. Т. 14. С. 1557–1561.
- [13] Алехин В.П., Еременко В.И., Мальтина Е.И. // Металлические монокристаллы. М.: Наука, 1990. С. 109–117.
- [14] Делицин И.С., Жабин А.Г. // ДАН СССР. 1977. Т. 234. С. 433–437.

- [15] Цинзерлинг Е.В. // ЗВМО. 1969. Ч. 986. С. 213–218.
- [16] Дэви В. // Дислокации и механические свойства кристаллов. М.: ИЛ, 1960. С. 351–362.
- [17] Трефилов В.И., Мильман Ю.В. // ДАН СССР. 1963. Т. 153. С. 824–828.