

УДК 539.67 : 539.374

© 1993

ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ И АКУСТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ ЦИНКА

А. В. Лебедев, Ю. А. Буренков, Т. И. Голубенко

Исследовалось влияние ультразвуковых колебаний частотой 100 кГц на пластическое деформирование трехточечным изгибом кристаллов цинка в форме стержней, ориентированных в направлении [0001]. Ультразвуковая стоячая волна не имела сдвиговой составляющей в плоскости базиса, а статическое деформирование в основном осуществлялось сдвигом по этой плоскости. В разных точках диаграммы деформирования измерялись зависимости статической нагрузки и внутреннего трения от амплитуды колебательной деформации ϵ_0 . При $\epsilon_0 > 10^{-3}$ отчетливо регистрировался акустопластический эффект, т. е. уменьшение деформирующей нагрузки. Амплитудно-зависимое поглощение ультразвука начинало появляться при амплитудах примерно на порядок меньше. Полученные результаты не согласуются ни с традиционным описанием акустопластичности на основе модели суперпозиции ультразвуковых и статических напряжений, ни с предположением о пропорциональности величины падения нагрузки и внутреннего трения. Возможно, здесь реализуются условия для проведения альтернативных механизмов, таких как облегчение движения дислокаций через колеблющиеся точечные дефекты или колеблющийся дислокационный лес. В работе также обсуждается поведение амплитудно-зависимых декремента и дефекта модуля Юнга при деформировании.

Впервые акустопластический эффект наблюдал Арчбатт [1] при ползучести свинца: было зарегистрировано увеличение скорости пластической деформации, если к статической нагрузке добавить колебательную. Для теоретического описания виброползучести Манжоине [2] предложил принцип суперпозиции: в исходное уравнение для зависимости скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}$ от напряжения σ вида

$$\dot{\epsilon} \sim \exp(D\sigma) \quad (1)$$

вместо статического напряжения σ_s записывалась сумма $\sigma_s + \sigma_0 \sin \omega t$. Здесь σ_0 — амплитуда колебательного напряжения.

В результате усреднения по периоду была получена следующая формула [2]:

$$\dot{\epsilon}_v / \dot{\epsilon}_s = I_0(D\sigma_0), \quad (2)$$

где $\dot{\epsilon}_v$ и $\dot{\epsilon}_s$ — скорость деформации в присутствии и в отсутствие колебаний соответственно, I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, D — коэффициент. Уравнения (1), (2) в неявном виде определяют также эффект снижения напряжения течения при деформировании с постоянной скоростью.

Действительно, приравнявая $\dot{\epsilon}_v$ и $\dot{\epsilon}_s$ и вводя величину $\Delta\sigma = \sigma_s - \sigma_v$, где σ_s и σ_v — напряжения пластического течения в отсутствие и в присутствии колебательной составляющей, легко получить выражение для зависимости снижения напряжения течения от амплитуды колебаний

$$\Delta\sigma = \frac{1}{D} \ln I_0(D\sigma_0). \quad (3)$$

Подобные формулы были получены в работах [3, 4] в ряде других, но уже после того, как Блага и Лангенекер [2] экспериментально обнаружили возникновение $\Delta\sigma$ под действием ультразвука при деформировании цинка. Эффект получил название акустического разупрочнения или Блага-эффекта. В последние годы оба эффекта (Арчбатта и Блага) называют акустопластическими.

Настоящая работа продолжает исследования [6-10] акустопластического эффекта (АПЭ) и поглощения энергии колебаний, вызывающих этот эффект. При исследовании ионных кристаллов [6, 8, 9] и алюминия [10] было показано, что амплитудная зависимость поглощения и АПЭ начинает проявляться при одних и тех же амплитудах. Этот факт дал повод Охгаку и Такеучи [11] подвергнуть критике модели суперпозиции и непосредственно связать величины падения напряжения $\Delta\sigma$ и амплитудно-зависимого декремента колебаний δ_h

$$\Delta\sigma \sim \delta_h. \quad (4)$$

Здесь $\delta_h = \delta - \delta_i$, где σ — общий декремент, а σ_i — амплитудно-независимый фон. Эксперименты на ионных кристаллах показывают [11], что пропорциональность (4) действительно имеет место в области начала появления амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ). Однако, на наш взгляд, (4) отнюдь не противоречит теориям суперпозиции, так как из (3), используя асимптотики функции Бесселя, получаем [3]

$$\Delta\sigma = \begin{cases} \frac{D}{4} \sigma_0^2 & D\sigma_0 < 1, \\ \sigma_0 - \frac{1}{2D} \ln(2\pi D\sigma_0), & D\sigma_0 > 1, \end{cases} \quad (5)$$

т. е. при малых амплитудах АПЭ квадратично зависит от амплитуды, а при увеличении σ_0 зависимость становится близка к линейной. С другой стороны, степенные (и, в частности, квадратичные) зависимости $\sigma_h(\sigma_0)$ достаточно типичны для широкого класса металлов и неметаллов [12-14]. Зависимости $\delta_h \sim \sigma_0^2$ наблюдались и в опытах по совместному измерению АЗВТ и АПЭ [7-9].

Для верификации модели суперпозиции, так же как и подхода, основанного на взаимосвязи АПЭ и поглощения колебательной энергии, представляет интерес поведение экспериментов, когда для ультразвукового и статического нагружений работают разные системы скольжения. Монокристаллы цинка, имеющие единственную плоскость легкого скольжения, дают такую возможность.

1. Методика и результаты

Регистрация акустопластического эффекта и поглощения ультразвука, вызывающего этот эффект, проводилась по методике, подобно изложенной в [8, 10, 15]. Здесь лишь отметим, что внутреннее трение измерялось на частоте продольных колебаний около 100 кГц резанансным методом составного пьезоэлектрического вибратора в модификации [16] с помощью автоматизированной установки [10, 17]. Статическое деформирование осуществлялось трехточечным изгибом в испытательной машине «Instron 1341». Точки приложения нагрузки совпадали с узлами совмещения в стоячей ультразвуковой волне, а длина образцов соответствовала трем полуволнам [18]. Эксперименты проводились на воздухе при комнатной температуре.

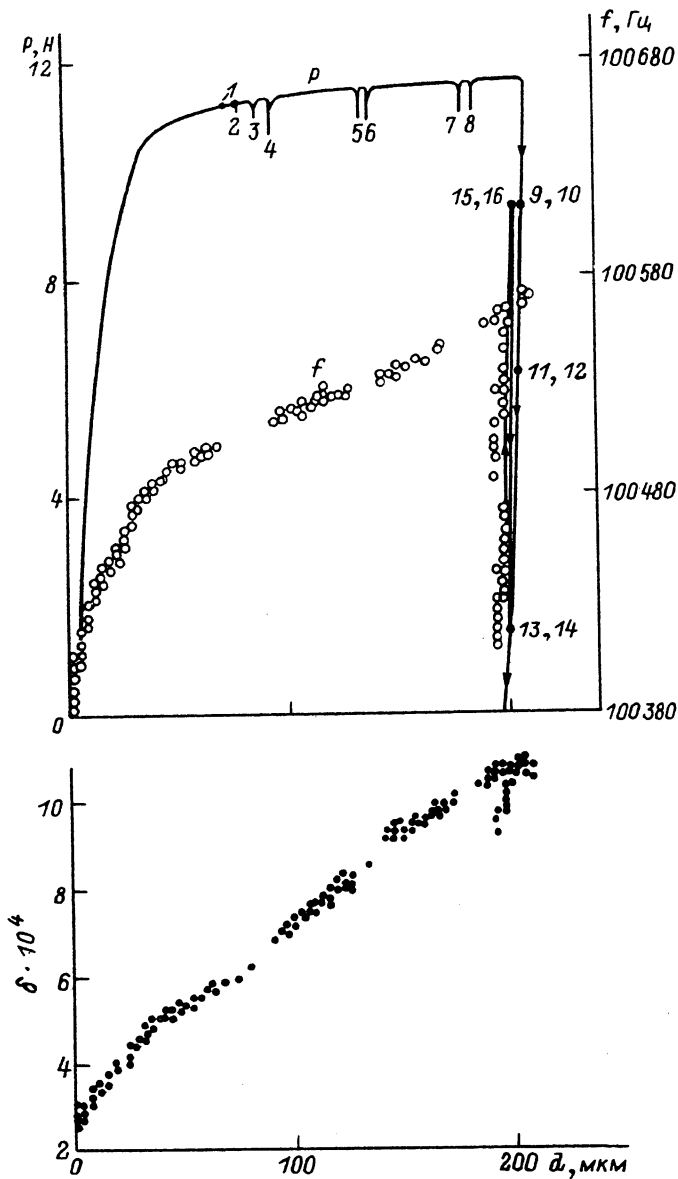


Рис. 1. Зависимости нагрузки P , а также декремента колебаний δ и резонансной частоты вибратора f , соответствующих амплитуде колебательной деформации $\varepsilon_0 = 9 \cdot 10^{-7}$, от стрелы прогиба d при трехточечном изгибе монокристалла цинка со скоростью перемещения опор 0.1 мм/ч.

Цифры обозначают позиции, в которых кристалл подвергался ультразвуковому воздействию при измерениях амплитудных зависимостей, приведенных на рис. 2—5.

Исследовались монокристаллы цинка чистотой 99.996 % производства ФТИНТ АН Украины (г. Харьков). Образцы в виде стержней, имеющих размеры $4 \times 4 \times 33.3$ мм и ориентированных вдоль $[0001]$, вырезались электроискровой резкой. После резки поверхностный слой подвергался электрохимической полировке. Подготовка образцов проводилась в Донецком ФТИ АН Украины. Перед измерениями образцы в процессе приклейки к пьезокварцам выдерживались в течение 3 ч при температуре 150°C . Исследованы два образца, на которых

были получены качественно одинаковые результаты. Ниже приводятся данные, относящиеся к одному из образцов. Все результаты по внутреннему трению и дефекту модуля Юнга представлены для трехсоставного вибратора. Пользуясь формулами из [16] и считая потери в кварцах, а также потери на излучение в воздух малыми по сравнению с потерями в образце, можно рассчитать декремент и дефект модуля для образца простым умножением на $(m_q + m_s)/m_s$, где m_q и m_s — массы кварцев и образца соответственно (в нашем случае $m_q = 1.06$ г, $m_s = 3.66$ г).

На рис. 1 показана диаграмма деформирования образца вместе с кривыми декремента и резонансной частоты вибратора, которые регистрировались в области малых амплитуд. В различных точках диаграммы (эти точки отмечены цифрами) измерялись амплитудные зависимости внутреннего трения, резонансной частоты вибратора и деформирующей нагрузки на образце. Все зависимости измерялись как при последовательном увеличении амплитуды колебаний (зависимость возрастания), так и при уменьшении (зависимость убывания). Измерения проходили непосредственно в процессе пластического течения (1—8), а также при разгрузке (9—14) и при последующей нагрузке в упругой области (15, 16). При разгрузке и последующей нагрузке на диаграмме регистрируется гистерезисная петля, типичная для экспериментов по микропластичности [19]. В позициях 9—16 на время измерений амплитудных зависимостей деформирующая машина останавливалась. На измерение одной амплитуды затрачивалось не более минуты, при этом в позициях 1—8 деформирование со скоростью перемещения опор 0.1 мм/ч не прекращалось. За время измерения АЗВТ стрела прогиба увеличивалась не более чем на 1.5 мкм.

На рис. 2 показана серия зависимостей, полученная при измерениях до различных максимальных амплитуд. На кривых декремента и деформирующей нагрузки показаны только зависимости возрастания. Зависимости убывания декремента идут чуть ниже (аномальный гистерезис), но отличие очень незначительное (об этом можно судить по данным рис. 3). Деформирующая нагрузка при убывании амплитуды не представляет интереса, она растет вследствие продолжающегося движения опор деформирующего устройства (см. рис. 3 в [10]). На кривых дефекта модуля наблюдается либо обычный амплитудный гистерезис, когда зависимость убывания выше зависимости возрастания (позиция 4), либо отсутствие гистерезиса, если максимальная достигаемая в эксперименте амплитуда колебательной деформации невелика (позиция 2).

Главной особенностью приведенных зависимостей является то, что в области малых амплитуд колебательной деформации (ниже примерно $7 \cdot 10^{-6}$) уже имеет место рост поглощения ультразвука и амплитудно-зависимого дефекта модуля Юнга, но разупрочняющего воздействия не наблюдается.

На рис. 3 показана эволюция АЗВТ в процессе деформирования и приведена зависимость, полученная на этом же кристалле перед деформированием. В нижней части рисунка приведен амплитудно-зависимый дефект модуля, измеренный одновременно с одной из кривых внутреннего трения. Координатная ось для дефекта модуля направлена вниз, в то время как на остальных рисунках — вверх. Это отличие обусловлено только удобством географического представления данных — во всех экспериментах модуль Юнга при увеличении амплитуды уменьшался (т. е. дефект модуля увеличивался). Кривые, измеренные в позициях 6 и 7, не показаны, чтобы не перегружать рисунок (экспериментальные точки для кривых 6 и 7 практически совпадают с кривыми 5 и 8 соответственно).

Рис. 4, 5 демонстрируют эволюцию амплитудных зависимостей декремента и дефекта модуля при разгрузке и последующей нагрузке в упругой области (на графике не приведены зависимости 9 и 13, первая в пределах разброса идентична кривой 10, а вторая близка к 12). В отличие от кривых, измеренных

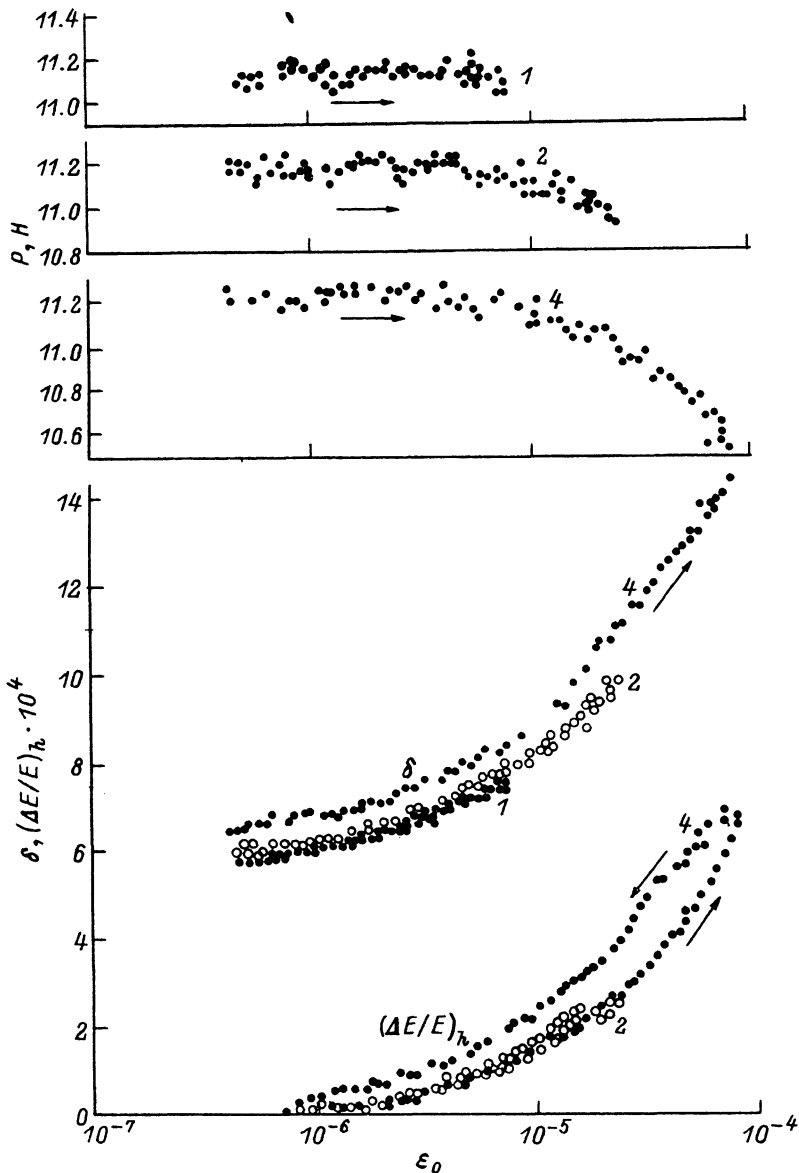


Рис. 2. Зависимости деформирующей нагрузки P , декремента δ и дефекта модуля Юнга $(\Delta E/E)_n$ от амплитуды колебаний ϵ_0 для позиций 1, 2, 4 диаграммы, показанной на рис. 1.

в процессе деформирования, здесь наблюдается обычный амплитудный гистерезис внутреннего трения, за исключением позиции 15, где кривые возрастания и убывания совпадают. Что касается дефекта модуля, то гистерезис наблюдается у всех без исключения кривых.

После деформирования были измерены также (на рисунках не приведены) амплитудные зависимости на полностью разрушенном образце. Наблюдалось сильное старение: в течение примерно 20 мин фон возвращался на уровень недеформированного образца, а амплитудно-зависимое внутреннее трение уменьшалось более чем на порядок.

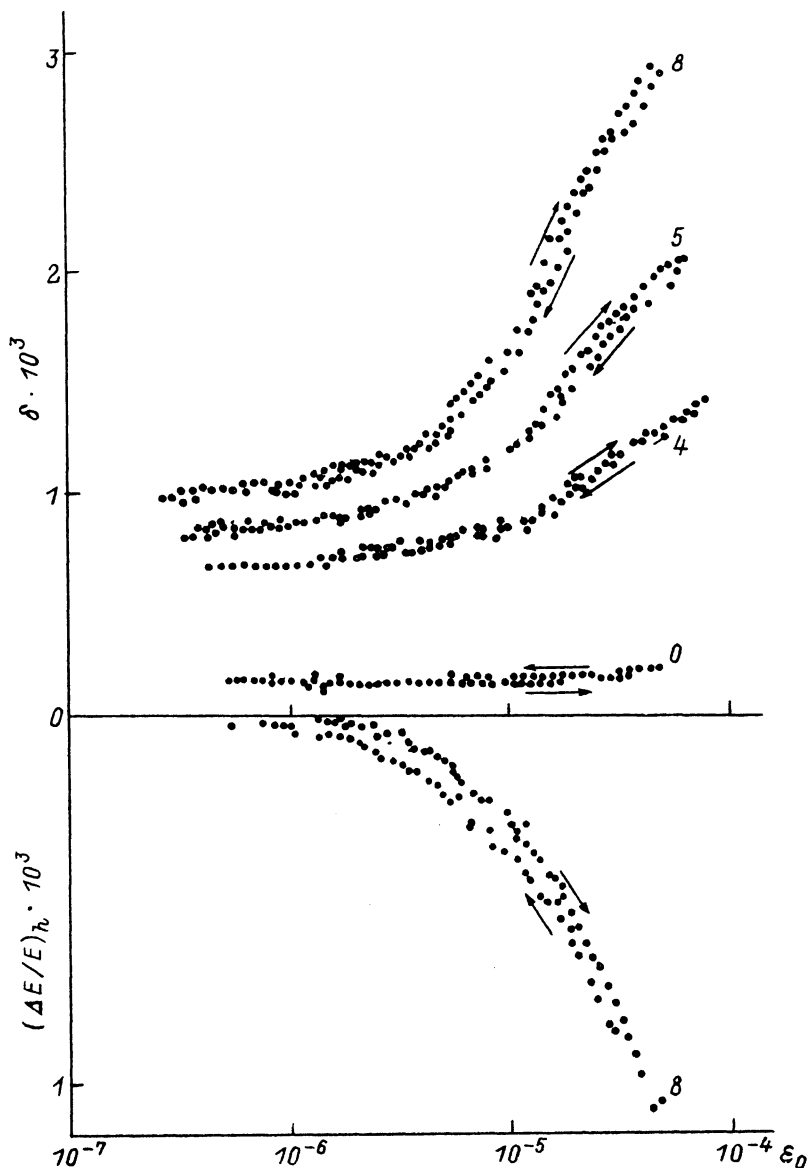


Рис. 3. Амплитудные зависимости декремента δ и дефекта модуля Юнга $(\Delta E/E)_h$, измеренные непосредственно в процессе деформирования (кривые 4, 5, 8), а также до деформации (кривая 0).

2. Обсуждение

При данной постановке эксперимента как амплитудно-зависимое, так и амплитудно-независимое внутреннее трение обусловлено дислокациями, лежащими в пирамидальных плоскостях. Известно, что в цинке при комнатной температуре, кроме основной базисной системы, скольжение может протекать и по пирамидальной системе второго рода $\{11\bar{2}2\} \langle 11\bar{2}3 \rangle$, однако критическое напряжение сдвига τ_c для этой системы составляет примерно 10 МПа, в то время как для базисной плоскости $\tau_c = 0.35$ МПа [20]. Из диаграммы деформирования

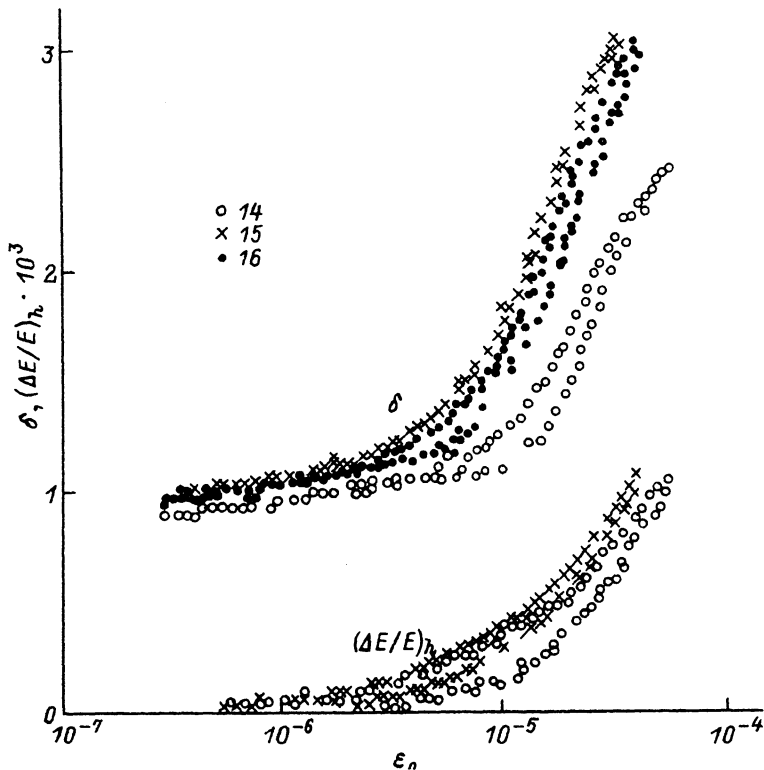


Рис. 4. Амплитудные зависимости δ и $(\Delta E/E)_h$, измеренные в упругой области для позиций 10—12.

(рис. 1) видно, что отклонение от закона Гука начинается при нагрузке $P \approx 6$ Н, а пластическое течение — при $P \approx 10.5$ Н.

Формулы для максимальных нормальных и сдвиговых напряжений в случае трехточечного изгиба следующие [21]:

$$\sigma_m = \frac{3Pl}{2bh^2}, \quad \tau_m = \frac{3P}{4bh}, \quad (6)$$

где P — деформирующая нагрузка, l — расстояние между опорами (в нашем случае $l = 22.2$ мм), b — ширина, а h — высота образца. Нормальные напряжения максимальны на наружном волокне и равны нулю на средней линии, а сдвиговые — наоборот.

Из (6) получаем, что отклонение от закона Гука стало заметно при $\tau_m \approx 0.30$ МПа, а пластическое течение — при $\tau_m \approx 0.50$ МПа. Соответствующие значения для σ_m : 3 и 5 МПа. Умножив σ_m на фактор Шмида для пирамидальной системы (0.42), получаем значение τ меньше критических. Таким образом, можно сделать вывод, что макроскопическое деформирование в основном обеспечивается сдвигом по базисной плоскости (что видно и по характеру формоизменения образца). Однако движение и размножение дислокаций в пирамидальной системе также должны иметь место. Иначе трудно объяснить рост как амплитудно-независимого, так и амплитудно-зависимого декремента колебаний по мере деформирования. По-видимому, в местах контактов опор с образцом напряжения превышают рассчитанные по (6) и создаются условия для

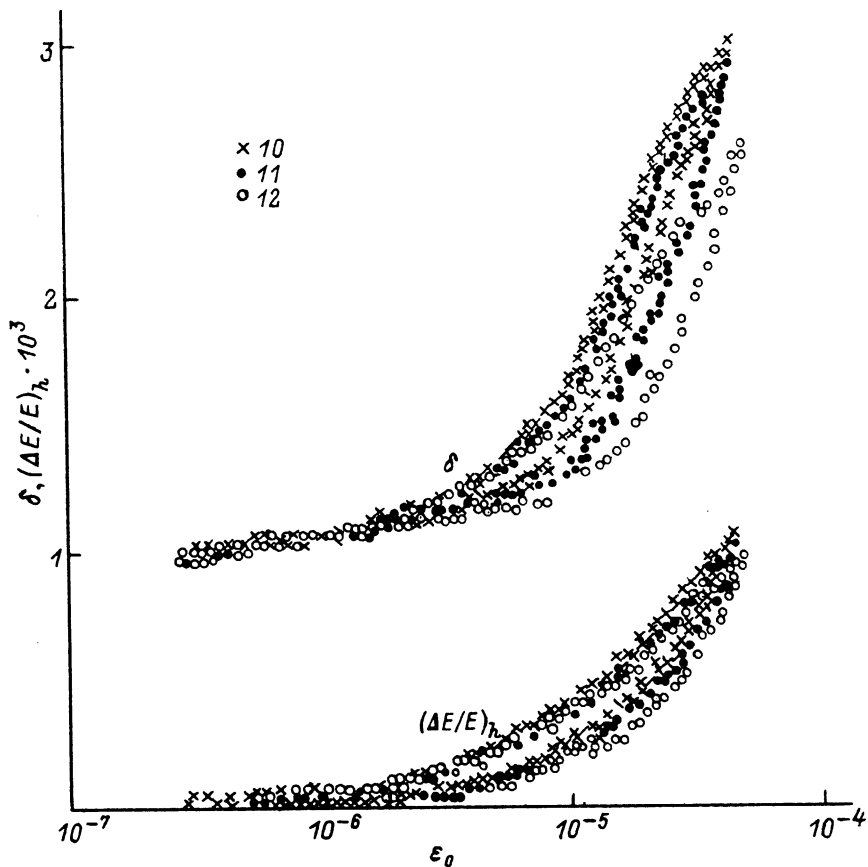


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для позиций 14—16.

активизации небазисной системы, вызывающей рост декремента. Необъясненным с такой точки зрения остается рост резонансной частоты (т. е. модуля Юнга) при деформировании. Согласно традиционным механизмам дислокационной неупругости [22], увеличение плотности дислокаций или их подвижности должно приводить к росту внутреннего трения и уменьшению модуля. Здесь наблюдается anomальное поведение модуля при деформировании. Аналогичное поведение имело место также в алюминии и ионных кристаллах [15]. Достаточно подробное обсуждение [15] привело к предположению о недислокационной природе аномалии, что не противоречит результатам настоящей работы, так как аномалия имеет место даже при неблагоприятной поляризации акустической волны относительно основной системы скольжения.

Отсутствие составляющей колебательного напряжения в плоскости базиса повлияло на взаимосвязь внутреннего трения и АПЭ. В ионных кристаллах [6, 8, 9] и алюминии [10] падение деформирующей нагрузки и амплитудно-зависимое поглощение ультразвука начинали проявляться при одних и тех же амплитудах. Здесь для проявления АПЭ требуется на порядок ббльшая амплитуда (рис. 2). Такое поведение не соответствует подходу [11], но оно также не соответствует и традиционному описанию АПЭ, основанному на принципе суперпозиции.

Теории суперпозиции, вообще говоря, являются теориями формальными, не предполагающими какого-либо физического механизма. АПЭ в этих теориях

есть простое следствие нелинейной зависимости скорости пластической деформации от напряжения (если записать эту нелинейность не в экспоненциальном виде (1), а в степенном, то асимптотики для $\Delta\sigma$ дадут качественно одинаковый с (5) результат [^{23, 24}]). Однако даже такой формальный подход предполагает, что колебательные и статические напряжения действуют на одни и те же дислокации. Если дислокации принадлежат разным системам, причем таким, что напряжения складывать нельзя, то АПЭ с точки зрения модели суперпозиции должен отсутствовать. Поскольку в наших опытах АПЭ имеет место, то, применяя подход суперпозиции, мы должны считать, что этот АПЭ обусловлен пластичностью за счет дислокаций пирамидальной системы. Однако тогда и АЗВТ, и АПЭ обусловлены одними и теми же дислокациями, а значит, судя по результатам предыдущих работ [^{6, 8-10}], должны начинаться при одной амплитуде, что не подтверждается в эксперименте (рис. 2). Следовательно, есть основания считать, что в данном случае поглощение ультразвука и статическое деформирование обеспечиваются дислокациями разных систем. Среди массы предложенных на сегодняшний день физических механизмов АПЭ только два, на наш взгляд, способны дать качественное объяснение для такого случая: 1) авторы [²⁵] теоретически показали, что вероятность флуктуационного открепления дислокаций от стопоров может увеличиваться, если последние совершают независимое от дислокации колебательное движение; 2) в работе [²⁶] методами машинного моделирования показано, что прозрачность пирамидального леса дислокаций в цинке увеличивается, если лесные дислокации совершают колебательное движение. Для детального анализа данных с целью определения конкретного механизма и количественного сравнения с теорией требуются дополнительные исследования. В рамках [²⁵] эффект должен сильно зависеть от температуры и частоты колебаний. В [²⁶] рассчитана амплитудная зависимость АПЭ, но, судя по величине эффекта, моделировалась достаточно высокоамплитудная область воздействий, непостижимая в наших экспериментах.

Существует и третий в принципе возможный механизм АПЭ, который не зависит от кристаллографии скольжения, — локальный разогрев под действием ультразвука. Этот механизм был предложен Лангенекером [²⁷] и в ряде работ обосновывался с помощью данных [²⁸] по росту температуры при ультразвуковом воздействии. Однако в [²⁹] показано, что при озвучивании короткими акустическими импульсами (30—50 мс) падение нагрузки при растяжении алюминия происходит практически безынерционно в отличие от роста температуры образца. Данные настоящей работы по амплитудно-зависимому дефекту модуля $(\Delta E/E)_h$ также опровергают концепцию локального разогрева. Согласно температурной зависимости модуля Юнга $E = S_{33}^{-1}$ [³⁰], изменение температуры на 1 К (в районе комнатной) приводит к относительному изменению $(\Delta E/E)_T = 3.07 \cdot 10^{-4}$. Даже если предположить, что вся амплитудная зависимость модуля связана с разогревом (что заведомо неверно), то нагрев образца, рассчитанный, например, из кривой 4, получается около 2 К. Такая величина не способна обеспечить сколько-нибудь заметное уменьшение напряжения течения, особенно если учесть, что в районе комнатной температуры это напряжение для чистого цинка температурно-независимо [³¹].

Однако учет $(\Delta E/E)_T$, по-видимому, необходим, чтобы объяснить особенности поведения $(\Delta E/E)_h$ в процессе деформации и при разгрузке. Таких особенностей две: первая — это проявление амплитудного гистерезиса дефекта модуля (рис. 2, 4) даже тогда, когда гистерезис отсутствует (или он другого знака) на зависимостях декремента; вторая — это значительно меньшие изменения $(\Delta E/E)_h$ по сравнению с δ_h как в процессе деформирования (рис. 2, 3) так и при разгрузке — нагрузке в упругой области (рис. 4, 5). Гистерезис дефекта модуля в позициях 4 и 15, скорее всего, полностью обусловлен разогревом, для этого достаточно всего 0.3 К. Разогрев также вносит свою долю и в саму величину $(\Delta E/E)_h$. По

дислокационным представлениям δ_b и $(\Delta E/E)_b$ должны быть пропорциональны [14, 22]. Сравнивая измерения 4 и 8, получим, что δ_b меняется при деформировании в 3 раза, а $(\Delta E/E)_b$ только в 1.6. Отклонения от пропорциональности можно увидеть также на кривых в позициях 10 и 12, 14 и 15. Эти отклонения, естественно, объясняются, если считать, что температурный вклад в амплитудно-зависимый дефект модуля может в значительной мере маскировать изменения, обусловленные дислокационным вкладом. Возможно, неконтролируемый температурный вклад — одна из причин большого разброса данных разных авторов [32, 33] по величине $r = \delta_b (\Delta E/E)_b$, которая играет важную роль [22, 32] в проверке теорий внутреннего трения. К сожалению, количественно определить $(\Delta E/E)_T$ из наших данных не представляется возможным, так как разогрев мал и он зависит от многих параметров: от тепловых условий в системе образец—среда, от скорости измерения АЗВТ, от максимальной амплитуды, достигаемой в эксперименте, а также от величины потерь колебательной энергии. Последние гораздо меньше зависят от температуры, поэтому амплитудные зависимости δ_b , с нашей точки зрения, более надежны, чем $(\Delta E/E)_b$.

В заключение кратко обсудим амплитудный гистерезис на кривых $\delta(\epsilon_0)$. Известно, что цинк при комнатной температуре является материалом стареющим, в котором имеет место нормальный амплитудный гистерезис (зависимость возрастания ниже зависимости убывания) [33]. Причины такого гистерезиса неоднократно обсуждались [10, 14]. Здесь отметим, что аномальный гистерезис (зависимость возрастания выше зависимости убывания), наблюдаемый только в процессе деформирования, также может быть следствием старения, имеющего место во время уменьшения амплитуды, когда пластическое деформирование не идет из-за происшедшего акустического разупрочнения, переводящего образец в упругую область.

Авторы выражают благодарность С. Б. Кустову за помощь в проведении экспериментов, а также С. П. Никанорову и Б. И. Смирнову за интерес к работе, полезные дискуссии и критические замечания при подготовке рукописи.

Список литературы

- [1] Archbutt L. // Trans. Faraday Soc. 1921. V. 17. N 49. P. 22—35.
- [2] Manjoine M. J. // Proc. ASTM. 1949. V. 49. P. 788—798.
- [3] Friedrich R., Kaiser G., Pechhold W. // Z. Metallkunde. 1969. Bd 60. H. 5. S. 390—398.
- [4] Herbertz J. // Proc. Conf. Ultrasonic Int. 1977. Guildford. 1977. P. 323—328.
- [5] Blaha F., Langenecker B. // Naturwissenschaften. 1955. Bd 42. H. 20. S. 556—558.
- [6] Лебедев А. Б., Кустов С. Б., Кардашев Б. К. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 10. С. 3169—3171.
- [7] Лебедев А. Б., Кустов С. Б., Кардашев Б. К. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 3. С. 890—892.
- [8] Лебедев А. Б., Кустов С. Б., Кардашев Б. К. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 62—68.
- [9] Лебедев А. Б. Внутреннее трение в исследовании металлов, сплавов и неметаллических материалов. М., 1989. С. 248—253.
- [10] Лебедев А. Б., Кустов С. Б., Кардашев Б. К. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 12. С. 3563—3569.
- [11] Ohgaku T., Takeuchi N. // Phys. Stat. Sol. (a). 1988. V. 105. N 1. P. 153—159.
- [12] Nowick A. S. // Phys. Rev. 1950. V. 80. N 2. P. 249—257.
- [13] Харитонов А. В. // Акуст. журн. 1963. Т. 9. № 1. С. 80—87.
- [14] Никаноров С. П., Кардашев Б. К. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. М., 1985. 254 с.
- [15] Лебедев А. Б., Кустов С. Б., Кардашев Б. К. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 9. С. 2915—2921.
- [16] Marx J. // Rev. Sci. Instrum. 1951. V. 22. N 7. P. 503—509.
- [17] Лебедев А. Б., Бахолдин С. И., Иванов В. И., Кардашев Б. К. Внутреннее трение в металлах и неорганических материалах. М., 1982. С. 35—39.
- [18] Хохлов Г. Г., Кардашев Б. К., Косыглов А. С., Никаноров С. П., Пеллер В. В., Регель В. Р. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. № 7. С. 1388—1391.
- [19] Roberts J. M., Brown N. // Acta Met. 1962. V. 10. N 4. P. 430—441.
- [20] Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов: Пер. с англ. / Под ред. Б. Я. Любова. М., 1972. 408 с.
- [21] Тимошенко С. П., Герке Дж. Механика материалов: Пер. с англ. / Под ред. Э. И. Григолюка. М., 1976. 671 с.
- [22] Granato A. V., Lücker K. // J. Appl. Phys. 1956. V. 27. N 6. P. 583—593.

- [23] Endo T., Suzuki K., Isikawa M. // Bull. Fac. Eng. Yokogama National University. 1978. V. 27. N 3. P. 41—50.
- [24] Tanibayashi M. // Phys. Stat. Sol. (a). 1991. V. 128. N 1. P. 83—94.
- [25] Варданян Р. А., Кравченко В. Я. // ДАН СССР. 1982. Т. 266. № 1. С. 82—85.
- [26] Логинов Б. М., Дегтярев В. Т., Тяпунина Н. А. // Кристаллография. 1987. Т. 32. № 4. С. 967—971.
- [27] Langenecker B. // IEEE Trans. Sonic and Ultrason. 1966. V. SU-13. N 1. P. 1—9.
- [28] Puskar A. // Met. Trans. A. 1976. V. 7A. N 10. P. 1529—1533.
- [29] Mignogna R. B., Green R. E. Jr. // Rev. Sci. Instr. 1979. V. 50. N 10. P. 1274—1277.
- [30] Alers G. A., Neighbours J. B. // J. Phys. Chem. Solids. 1958. V. 7. N 1. P. 58—64.
- [31] Владимирова В. Л., Лаврентьев Ф. Ф., Похил Ю. А. Физические процессы пластической деформации при низких температурах. Киев, 1974. С. 44—56.
- [32] Ishii K. // J. Phys. Soc. Japan. 1983. V. 52. N 1. P. 141—148.
- [33] Read T. A. // Phys. Rev. 1940. V. 58. N 4. P. 371—380.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
18 сентября 1992 г.