

УДК 539.67:539.374

©1993

ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В ПРОЦЕССЕ КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ (Обзор)

А.Б.Лебедев

С о д е р ж а н и е

Введение

1. Теория
 - 1.1. Структурное внутреннее трение
 - 1.2. Динамические потери
 2. Основные экспериментальные результаты
 - 2.1. Звуковые и инфразвуковые частоты
 - 2.2. Низкочастотный ультразвук (кГц диапазон)
 - 2.3. Высокочастотный ультразвук (МГц диапазон)
 3. Особенности динамического и структурного внутреннего трения при малых амплитудах
 4. Амплитудно-зависимое внутреннее трение и акустопластический эффект
- Заключение

Представлен обзор работ, посвященных исследованиям внутреннего трения, регистрируемого непосредственно в процессе квазистатического деформирования кристаллов. Проведена классификация имеющихся теорий и экспериментальных данных. Основное внимание уделено поведению внутреннего трения при пластическом деформировании, когда потери колебательной энергии обусловлены как структурными изменениями (структурное внутреннее трение), так и самим процессом деформирования (динамическое внутреннее трение). Анализ зависимостей поглощения звука от скорости деформирования, частоты и амплитуды колебаний позволяет разделить эти механизмы в эксперименте. При обычных скоростях деформирования (около 10^{-4} с $^{-1}$) на низких частотах (ниже 10 кГц) преобладают динамические потери, а на высоких частотах — структурные. По мере увеличения амплитуды колебаний во время регистрации амплитудно-зависимого внутреннего трения наблюдаются акустопластические эффекты: ускорение ползучести (эффект Арчбатта) или уменьшение напряжения пластического течения (эффект Блага-Лангенекера) под действием акустических колебаний. Рассматриваются возможности метода внутреннего трения при исследовании механизмов пластической деформации и акустопластических эффектов.

Введение

Высокая чувствительность к изменениям дислокационной структуры определяет место внутреннего трения при исследованиях механизмов пластичности материалов. В 1938 г. Давиденков [1] выдвинул гипотезу о том, что амплитудно-зависимое внутреннее трение (АЗВТ) есть результат микропластической деформации. В начале 40-х годов Рид [2]

экспериментально показал, что пластическая деформация сильно влияет на внутреннее трение в широком диапазоне амплитуд колебаний и непосредственно связал внутреннее трение с движением дислокаций. С работ Рида, как принято считать, начинается история дислокационного внутреннего трения, хотя Орован [3] отмечал, что идею линейного дефекта кристаллической решетки, подобного решеточной дислокации, выдвинул Прадтль еще в 1913 г. для объяснения явления механического гистерезиса (одного из проявлений внутреннего трения).

Неоднократно отмечалось, что весьма информативными являются опыты по регистрации внутреннего трения непосредственно во время деформации. С одной стороны, такие эксперименты дают возможность исследовать *in situ* процессы, происходящие под нагрузкой, а с другой — выделять механизмы поглощения звука, которые проявляются при деформировании. Первые измерения такого плана были сделаны Ферстером и Брейтфелдом [4] в 1938 г. с помощью специально разработанной установки, в которой процесс регистрации внутреннего трения на изгибных колебаниях был автоматизирован с помощью автогенераторной схемы. Наблюдался рост поглощения при увеличении статической нагрузки на образце Al. После прекращения роста нагрузки поглощение в течение нескольких минут возвращалось почти к первоначальному уровню. Кроме того, в [4] приведен график зависимости внутреннего трения от скорости деформирования (зависимость близка к линейной). Таким образом, уже первые эксперименты показали, что при пластическом деформировании возникают дополнительные потери колебательной энергии, зависящие от скорости деформации.

Систематические исследования начались в 50-е годы. Методически проще оказалось приспособить для *in situ* измерений крутильный маятник и эхо-импульсные установки. Поэтому к настоящему времени больше всего данных накоплено на низких частотах (звуковых и инфразвуковых) и на высоких частотах (в мегагерцевом диапазоне). Одной из существенных особенностей *in situ* исследований является тот факт, что проведение экспериментов, как правило, требует усовершенствований методики измерений внутреннего трения и в первую очередь увеличения быстродействия регистрирующей аппаратуры. Еще в [4] для этой цели было предложено использовать автогенератор. Впоследствии автогенератор стал одной из обязательных составных частей при автоматизации резонансных методов. Ограниченный объем обзора не позволяет подробно остановиться на методических проблемах. Отметим, что прогресс, достигнутый в *in situ* исследованиях за последние 10–15 лет, во многом обусловлен использованием компьютерно-управляемых установок.

Предметом обзора являются исследования, в которых имеет место комбинированное механическое нагружение кристаллов. Вопросы пластического деформирования только за счет колебательного нагружения, используемого для регистрации внутреннего трения, не рассматриваются. Необходимы как минимум два независимых механических воздействия. Одно из них обязательно является колебательным, и диссипация энергии этих колебаний (т.е. внутреннее трение) исследуется в зависимости от второго — статического или медленно меняющегося (квазистатического) воздействия.

Несмотря на достаточно долгую историю исследований внутреннего трения непосредственно при квазистатическом деформировании кри-

сталлов, до сих пор отсутствуют обзоры и монографии по данному вопросу. Настоящая работа представляет собой попытку восполнить этот пробел и дать представление о направлениях, в которых проводились и проводятся *in situ* исследования. Обзор не претендует на полноту, особенно в части влияния упругого нагружения на внутреннее трение. Основное внимание уделено влиянию пластического деформирования на внутреннее трение, обусловленное дислокациями (кратко упоминается лишь несколько работ по влиянию статической нагрузки на магнитомеханическое поглощение акустических колебаний, а также на поглощение, связанное с пластичностью за счет мартенситных превращений).

1. Теория

Потери акустической энергии, измеряемые непосредственно в процессе деформации, можно разделить на две группы. К первой группе относятся потери, отражающие эволюцию дислокационной структуры, ко второй группе — потери, затрачиваемые на сам процесс деформирования. Потери первого типа будем называть структурными. Они не зависят (если пренебречь процессами старения) от того, идет ли в данный момент деформирование, а зависят только от сформированной предшествующей деформацией структуры. Потери второго типа можно назвать динамическими, поскольку они существуют, только пока идет процесс пластического течения. Эти потери обусловлены тем, что по сравнению с покоящимися поступательно движущиеся носители пластической деформации обладают дополнительной неупругостью.

1.1. Структурное внутреннее трение. Теоретическое описание структурного внутреннего трения и проблемы, связанные с ним, отражены в большом количестве статей, обзоров и монографий [5-9]. Значительная часть теорий строится на основе струнной модели Келера-Гранато-Люкке [10,11]. В этой модели дислокация рассматривается как струна, закрепленная в некоторых точках локальными стопорами. При малых амплитудах колебаний, когда дислокации не отрываются от точек закрепления, внутреннее трение не зависит от амплитуды. Оно обусловлено только вязким торможением колеблющихся дислокаций за счет взаимодействия последних с элементарными возбуждениями решетки (фонами, электронами). Теория Гранато-Люкке [11] предсказывает максимум амплитудно-независимого внутреннего трения при достаточно высоких частотах (десятки мегагерц и выше). Для частот ниже максимума теория дает следующие формулы [11]:

$$\delta_i = K_1 \Lambda l^4 \omega B, \quad (1)$$

$$(\Delta M/M)_i = K_2 \Lambda l^2, \quad (2)$$

где δ_i и $(\Delta M/M)_i$ — амплитудно-независимые декремент и дефект модуля упругости соответственно ($\Delta M = M - M_d$, здесь M — модуль упругости идеального кристалла, M_d — модуль кристалла с дислокациями); Λ — плотность дислокаций; l — средняя длина дислокационного сегмента между точками закрепления; ω — круговая частота колебаний; B — константа вязкого торможения дислокаций; K_1 и K_2 — коэффициенты, зависящие от линейного натяжения дислокации и от распределения дислокационных сегментов по длинам (здесь и далее в формулах опущен

фактор ориентации, учитывающий поляризацию звуковой волны относительно систем скольжения).

При повышении амплитуды колебаний общий декремент δ можно представить в виде суммы δ_i и амплитудно-зависимой части δ_h . В теориях АЗВТ, основанных на модели Келера-Гранато-Люкке, предполагается, что амплитудная зависимость есть следствие гистерезисного движения дислокаций в силовых полях точечных дефектов по механизму «отрыв-перезакрепление» от одних и тех же стопоров в каждый из полупериодов колебаний. При этом считается, что дислокация преодолевает лишь один ряд слабых точек закрепления, поскольку она не может оторваться от сильных стопоров (узлов дислокационной сетки, примесных преципитатов и т.п.). Существуют другие теории АЗВТ, в которых дислокация преодолевает несколько рядов стопоров и даже дальнедействующие поля внутренних напряжений. По классификации Асао [12], теории первого типа называются теориями отрыва (breakaway), а теории второго типа — теориями трения (friction), поскольку подвижность дислокаций, согласно этим теориям, контролируется некой эффективной силой трения. Имеются и иные модели движения дислокаций, дающего вклад во внутреннее трение (например, перегибная модель Алефельда [13]). Поведение внутреннего трения при действии дополнительной статической нагрузки в определенных случаях [13] может служить идентификатором того или иного механизма.

1.2. Д и н а м и ч е с к и е п о т е р и. Первая теория динамического внутреннего трения была создана Сокурским и Бобковым [14] для объяснения особенностей поведения внутреннего трения в процессе нагрева с разными скоростями поликристаллического урана. За счет анизотропии коэффициентов теплового расширения в поликристаллах материалов с некубической решеткой возникают термоупругие напряжения, вследствие которых в локальных объемах происходит пластическая деформация. Скорость этой деформации пропорциональна скорости изменения температуры.

Авторы [14] исходили из простых рассуждений, что потери колебательной энергии за период ΔW , затрачиваемые на пластическое деформирование, пропорциональны величине пластической деформации ϵ , происходящей за время $1/f$, т.е. за период (здесь $f = \omega/2\pi$ — частота колебаний). Отсюда $\Delta W \sim \dot{\epsilon}/f$, где $\dot{\epsilon}$ — скорость пластической деформации. В [14] также предположили, что величина ΔW пропорциональна амплитуде колебаний, и получили аномальную амплитудную зависимость внутреннего трения: декремент обратно пропорционален амплитуде (что качественно было подтверждено в эксперименте). Специфика работы авторов [14] определила тот факт, что их теория осталась незамеченной и не упоминалась в последующих публикациях по динамическому внутреннему трению.

В дальнейшем теоретический анализ динамических потерь был проведен [15–24] на основе конкретных исходных уравнений пластической деформации. Однако основным результатом, полученный в [14] из наглядных физических соображений, согласно которому динамическое внутреннее трение пропорционально скорости пластического деформирования и обратно пропорционально частоте, не изменился.

При расчете в [16-22] предполагалось, что

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp[-H(\sigma)/(kT)], \quad (3)$$

где $\dot{\epsilon}_0$ — постоянная; $H(\sigma)$ — энергия активации процесса деформирования, зависящая от напряжения.

В [16,18-22] задача решается для случая, когда связь между H и σ линейна

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp\left[-\frac{H_0 - V(\sigma - \sigma_i)}{kT}\right]. \quad (4)$$

Здесь V — активационный объем, H_0 — константа, σ_i — внутреннее напряжение в кристалле.

Полагая, что внешнее напряжение содержит периодически меняющуюся составляющую $\sigma_v = \sigma_0 \cos(\omega t)$, получаем выражение для скорости деформации при совместном действии статических и динамических напряжений

$$\dot{\epsilon}_{v+s} = \dot{\epsilon} \exp[V\sigma_v/(kT)], \quad (5)$$

где $\dot{\epsilon}$ — скорость деформирования в отсутствие периодического напряжения, которая дается формулой (4).

Энергия колебаний, теряемая за счет пластического деформирования в единице объема за период, равна

$$\Delta W = \int_0^{2\pi/\omega} \sigma_v \dot{\epsilon}_{v+s} dt. \quad (6)$$

В [16], считая величину $V\sigma_v/(kT)$ малой (случай малых амплитуд), ограничились линейным членом при разложении экспоненты (5) в ряд

$$\dot{\epsilon}_{v+s} \approx \dot{\epsilon}[1 + V\sigma_v/(kT)]. \quad (7)$$

Тогда $\Delta W = \pi V\sigma_0^2 \dot{\epsilon}/(\omega kT)$. Декремент колебаний, по определению, равен половине отношения энергии, рассеянной за период в единице объема, к энергии W , запасенной в том же объеме и за то же время

$$\delta = \Delta W/(2W). \quad (8)$$

Принимая $W = 0.5\sigma_0^2 M$, для динамического декремента получаем [16]

$$\delta_d = \pi MV\dot{\epsilon}/(\omega kT). \quad (9)$$

В [15] использовано отличное от (3) исходное уравнение и выведено, что декремент прямо пропорционален температуре и обратно пропорционален амплитуде колебаний. В [17,20] получены формулы, аналогичные (9), причем в [17] функциональный вид $H(\sigma)$ не конкретизируется и для малых амплитуд в уравнении типа (9) вместо V стоит $H'(\sigma)$ — производная энергии активации по напряжению.

Согласно (9), декремент не зависит от амплитуды колебаний. Однако это следствие использования приближенного выражения (7). В общем

случае необходимо интегрировать (5), что и было сделано в теории Кайзера [18,19]. Используя подход [18,19], получим зависимость δ_d от амплитуды. Для этого необходимо принять во внимание, что дополнительная колебательная нагрузка, прикладываемая в процессе квазистатического деформирования, может влиять на сам процесс деформации, вызывая акустопластический эффект (АПЭ). Этот эффект проявляется как в режиме ползучести, когда под действием вибраций увеличивается скорость деформации (эффект Арчбатта [25]), так и при активном деформировании с постоянной скоростью, когда колебательная нагрузка уменьшает напряжение пластического течения (эффект Блага-Лангенекера [26]). Усредняя (5) по периоду, получаем уравнение Манжоина [27] для средней скорости пластической деформации при АПЭ в режиме ползучести

$$\bar{\dot{\epsilon}}_{v+s} = \dot{\epsilon}_s I_0[V\sigma_0/(kT)], \quad (10)$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

При деформировании с постоянной скоростью, уравнение (10) надо приравнять к $\dot{\epsilon}$ и учесть, что $\dot{\epsilon}$ и $\dot{\epsilon}_s$ — скорости квазистатического деформирования при напряжениях σ и $\sigma - \Delta\sigma$ соответственно ($\Delta\sigma$ — падение напряжения течения вследствие АПЭ). Тогда для $\Delta\sigma$ и δ_d из (4)–(6) и (10) можно вывести следующие уравнения:

$$\Delta\sigma = (kT/V) \ln[I_0(z)], \quad (11)$$

$$\delta_d = \frac{\pi MV \dot{\epsilon} 2I_1(z)}{\omega kT z I_0(z)}. \quad (12)$$

Здесь $z = V\sigma_0/(kT)$, I_1 — модифицированная функция Бесселя первого порядка.

Используя приближенные выражения

$$I_0(z) \approx 1 + z^2/4, \quad I_1(z) \approx z/2, \quad z \ll 1,$$

$$I_0(z) \approx I_1(z) \approx (2\pi z)^{-1/2} \exp z, \quad z \gg 1,$$

получаем

$$\delta_d = \begin{cases} \frac{\pi MV \dot{\epsilon}}{\omega kT}, & z \ll 1, \\ \frac{2\pi M \dot{\epsilon}}{\omega \sigma_0}, & z \gg 1. \end{cases} \quad (13a)$$

$$(13b)$$

Уравнения (11)–(13) для не слишком больших амплитуд колебаний полностью соответствуют (если не считать иного обозначения элементарных функций) теории Кайзера [18,19]. При больших амплитудах, согласно [18,19], зависимость $\delta_d(z)$ имеет характерную точку z_k , в которой амплитуда внешнего колебательного напряжения становится равной эффективному статическому напряжению, действующему на дислокации $\sigma^* = \sigma - \sigma_i$, т.е. $z_k = V\sigma^*(kT)$. При амплитудах $z < z_k$ выполняются соотношения (11)–(13). При амплитудах $z > z_k$ АПЭ достигает насыщения ($\Delta\sigma$ перестает зависеть от амплитуды), а декремент перестает зависеть от скорости деформирования и экспоненциально растет с амплитудой.

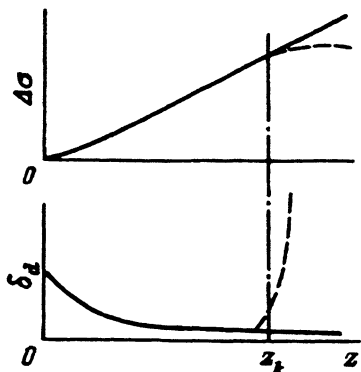


Рис. 1. Зависимости акустического разупрочнения $\Delta\sigma$ и динамического декремента колебаний δ_d от амплитуды $z = V\sigma_0/kT$ в соответствии с уравнениями (11) и (12).

Штриховыми линиями показаны отклонения, предсказываемые теорией Кайзера [18,19].

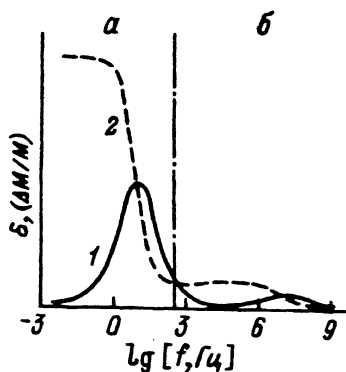


Рис. 2. Качественное представление частотных зависимостей декремента δ (1) и дефекта модуля упругости $\Delta M/M$ (2), измеряемых в процессе деформирования.

а — область динамической вязкости, б — область малой неупругости [18,19].

Таким образом, в области умеренных амплитуд должна наблюдаться падающая амплитудная зависимость $\delta_d \sim \sigma_0^{-1}$, а при малых амплитудах справедлива формула (13а), тождественная (9). Амплитудные зависимости $\Delta\sigma$ и δ_d в соответствии с (11) и (12) приведены на рис. 1. Штриховыми линиями показаны отклонения от (11) и (12) при $z > z_k$, предсказываемые теорией [18,19].

Из соотношений (10)–(13) очевидно, что аномальная (убывающая) амплитудная зависимость динамического внутреннего трения есть прямое следствие АПЭ. Поэтому если происходит насыщение АПЭ при $z > z_k$, то уменьшение декремента прекращается. Однако такого насыщения экспериментально не наблюдается [19]. Это противоречие преодолено в недавней теории АПЭ [28], где показано, что даже с учетом влияния внутренних напряжений соотношение типа (11) должно выполняться и при $z > z_k$. Отсюда следует, что динамический декремент при $z > z_k$ будет продолжать уменьшаться в соответствии с (13б).

В [21] показано, что уменьшение декремента с амплитудой должно наблюдаться только для установившегося режима колебаний, когда соответствующее данной амплитуде падение деформирующего напряжения уже произошло. Если измерять декремент за первые несколько периодов колебаний с данной амплитудой, то получается нормальная (неубывающая) амплитудная зависимость. Именно в течение нескольких начальных периодов колебаний происходит падение напряжения течения [21,29], в результате которого при установившемся режиме по мере увеличения амплитуды растет доля упругой составляющей по сравнению с пластической, другими словами, декремент падает.

Частотная зависимость динамических потерь разрабатывалась в [18,19,22]. Для малых амплитуд качественный вид этой зависимости, соответствующий теории [18,19], изображен на рис. 2. Максимум в области высоких частот соответствует статическому внутреннему трению, т.е. это максимум Гранато–Люкке [11]. Динамическим потерям соответству-

ет пик в низкочастотной области. В области пика внутреннее трение значительно возрастает и приближение $\delta_d \ll 1$ становится неприменимым. Поскольку в [18,22] для частоты пика приведены разные выражения, получим частотную зависимость динамических потерь из следующих соображений.

Колебательному напряжению σ_v соответствует колебательная деформация

$$\varepsilon_v = \varepsilon_e + \varepsilon_{in},$$

где $\varepsilon_e = \varepsilon_v/M$ — упругая деформация, а ε_{in} — неупругая деформация, которая в рассматриваемом случае равна $\varepsilon_{v+s} - \varepsilon_s$. Для малых амплитуд $\dot{\varepsilon}_s = \dot{\varepsilon}$ и скорость колебательной деформации $\dot{\varepsilon}_v$ с учетом (4), (5) и линеаризации (7) выражается следующим уравнением:

$$\dot{\varepsilon}_v = \frac{\dot{\sigma}_v}{M} + \frac{\dot{\varepsilon}V\sigma_v}{kT}, \quad (14)$$

которое является не чем иным, как уравнением реологической модели Максвелла с временем релаксации $kT/(\dot{\varepsilon}VM)$. Для декремента из (14) непосредственно следует (9), а для дефекта модуля

$$(\Delta M/M)_d = \frac{1}{1 + \omega^2[kT/(\dot{\varepsilon}VM)]^2}. \quad (15)$$

Модель Максвелла не дает релаксационного максимума для декремента, определенного в соответствии с энергетическим подходом (8). В [18] максимум получается из-за того, что декремент определен как

$$\delta = \pi M_2/M,$$

где M — нерелаксированный модуль, а M_2 — мнимая часть комплексного модуля упругости $M^* = M_1 + jM_2$. Такое определение δ при больших уровнях затухания не удовлетворяет уравнению (8), с которым согласуются следующие выражения [6]:

$$\delta = \pi M_2/M_1 = \pi J_2/J_1.$$

Здесь J_1 и J_2 — действительная и мнимая части комплексной податливости $J^* = 1/M^*$. Уравнение (14) дает максимум лишь для M_2 . Очевидно, что частота этого максимума $\omega_d = MV\dot{\varepsilon}/(kT)$ совпадает с выражением, приводимым в [18] для максимума декремента. Из (14) следует, что если частота стремится к нулю, то модуль также стремится к нулю, а декремент — к бесконечности.

Чтобы получить более реалистичское описание динамического внутреннего трения при высоких уровнях затухания, следуя Мюнстеду [22], предположим, что колебательное напряжение σ_v вызывает малое колебательное возмущение дальнедействующих напряжений σ_{iv} . Тогда $\sigma_i = \sigma_{is} + \sigma_{iv}$. Далее постулируется [22], что за это возмущение несет ответственность неупругая колебательная деформация $\sigma_{iv} = \theta\varepsilon_{in}$. Здесь θ имеет смысл динамического коэффициента упрочнения. Теперь вместо уравнения (5) можно записать

$$\dot{\varepsilon}_{v+s} = \dot{\varepsilon} \exp[V\sigma_v/(kT) \exp[-V\theta\varepsilon_{in}/(kT)]].$$

После линеаризации типа (7), пренебрегая членами второго порядка малости, приходим к уравнению

$$\sigma_v + \frac{kT}{\dot{\epsilon}V(M + \theta)} \dot{\sigma}_v = \frac{M\theta}{M + \theta} \epsilon_v + \frac{kTM}{\dot{\epsilon}V(M + \theta)} \dot{\epsilon}_v. \quad (16)$$

Это уравнение стандартного неупругого тела Зинера [6] с временами релаксации $\tau_\epsilon = kT/[\dot{\epsilon}V(M + \theta)]$ и $\tau_\sigma = kT/(\dot{\epsilon}V\theta)$; M и $M_r = M\theta/(M + \theta)$ имеют смысл нерелаксированного и релаксированного модулей. Частотная зависимость декремента дается формулой

$$\delta_d = \frac{\pi(M - M_r)}{(MM_r)^{1/2}} \frac{\omega\tau}{(1 + \omega^2\tau^2)}, \quad (17)$$

где $\tau = (\tau_\epsilon\tau_\sigma)^{1/2}$. Отсюда частота максимума

$$\omega_d = \dot{\epsilon}V[\theta(M + \theta)]^{1/2}/(kT).$$

При условии $\omega\tau \gg 1$ приходим к (9). Можно отметить, что выражения для действительной и мнимой частей упругой податливости, полученные в [22] иным путем, также непосредственно следуют из (16). Дефект модуля имеет частотную зависимость

$$(\Delta M/M)_d = \frac{M/(M + \theta)}{1 + (\omega kT)^2/[\dot{\epsilon}V(M + \theta)]^2}. \quad (18)$$

Поскольку величина θ порядка $M/100$ [22], очевидно, что выражения (9) и (15), следующие из модели Максвелла, являются хорошими приближениями для правой (ниспадающей в область высоких частот или малых скоростей деформирования) ветви пика динамических потерь. На рис. 2, взятом из [19], в области динамической вязкости (а) качественно показан не максимум δ_d , а максимум M_2/M . Максимум для δ_d , согласно (17) и (18), будет наблюдаться при частоте более низкой, чем частота центра перегиба дефекта модуля.

В теориях [16-22] использовалось уравнение для зависимости скорости пластической деформации от напряжения экспоненциального (аррениусовского) типа. В [18] показано, что при использовании любой другой монотонной функции, возрастающей сильнее, чем линейная, принципиальные результаты (зависимость динамического декремента от скорости деформирования и частоты колебаний) не изменяются. Подтверждение этому можно найти в [23], где, в частности, использовалась степенная зависимость [30] скорости дислокации от напряжения. Влияние скорости деформации и частоты на внутреннее трение осталось таким же, как и в предыдущих теориях, т.е. $\delta_d \sim \dot{\epsilon}/\omega$.

Если движение дислокаций контролируется не термоактивированным преодолением барьеров (как постулировалось в [16-22]), а вязким торможением (что возможно при больших скоростях деформирования [24]), то

$\dot{\epsilon} = A\sigma/B$, где A — коэффициент, зависящий от плотности дислокаций. Для динамического декремента получаем формулу [24]

$$\delta_d = A\pi M/(\omega B), \quad (19)$$

особенностью которой является независимость от скорости деформации.

Таким образом, суммарные потери колебательной энергии в процессе деформирования складываются из статических (структурных) и динамических. Согласно (1), статические потери в низкочастотной области (ниже максимума Гранато–Люкке) растут пропорционально частоте [11], т.е. вклад динамических потерь по отношению к статическим должен падать с частотой как ω^{-2} .

Заканчивая обзор теоретических работ, можно указать на замечание авторов [31] о том, что выражение (9), строго говоря, справедливо лишь тогда, когда все подвижные дислокации в образце находятся при одном уровне эффективных (а значит, и внутренних) напряжений. Неоднородность поля внутренних напряжений в условиях ползучести при разгрузке учитывалось в [31] на основе представлений о двух встречных дислокационных потоках.

2. Основные экспериментальные результаты

2.1. З в у к о в ы е и и н ф р а з в у к о в ы е ч а с т о т ы. В 1953 г. Марингер [32] измерил внутреннее трение на частоте 1.3 Гц методом крутильного маятника в процессе растяжения образцов Мо. Было зарегистрировано значительное увеличение декремента колебаний с деформацией. Рост декремента начинался до достижения макроскопического предела текучести. Если образец деформировался с зубом текучести, то зависимость внутреннего трения от деформации также имела максимум. В пластической области внутреннее трение увеличивалось с увеличением скорости деформирования.

В дальнейшем больше всего данных в низкочастотном диапазоне было получено при деформировании алюминия и его сплавов [16,19,21–23,33–52]. Исследовались также железо [23,33], никель [53], медь [16,20,21,33,35], цинк [35,54], серебро [37], нержавеющая сталь [55], латунь [20,38]. Измерения проводились как при активной деформации [16,19,20–23,33,35,36,38,47–52], так и в процессе ползучести [19,31,34,37,39–46,53–55]. Экспериментальные данные в основном подтверждают зависимость декремента от скорости деформирования и частоты в соответствии с теорией динамического внутреннего трения.

При остановке деформирующего устройства декремент практически мгновенно падает до уровня, несколько большего, чем в недеформированном образце [32,33,35] (типичные кривые приведены на рис. 3). С ростом скорости деформирования наблюдается линейный рост затухания [16,19,20,22,23,36,38,45,48]. Широкий диапазон скоростей исследовался в [38], где внутреннее трение измерялось при скачкообразной деформации (эффект Портевена–Ле Шателье). Удалось перекрыть три порядка (10^{-4} – 10^{-1} с $^{-1}$), и отклонений от линейности не обнаружено (рис. 4).

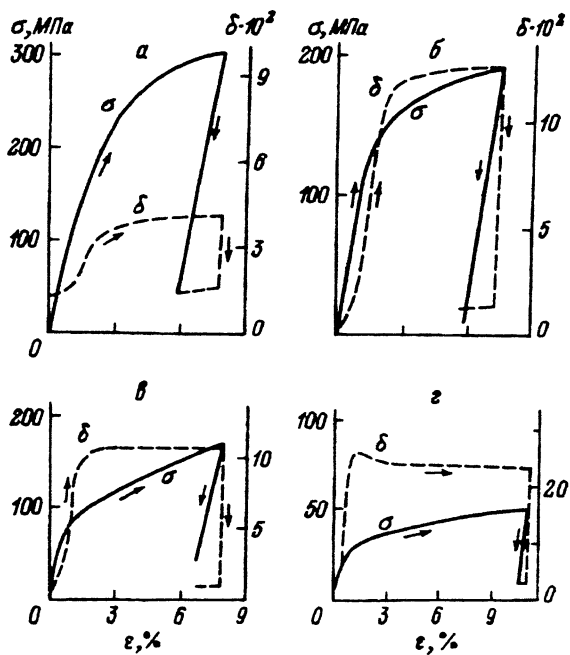


Рис. 3. Зависимости декремента крутильных колебаний, измеряемого одновременно с диаграммой деформирования для ряда поликристаллов: Fe + C (а), Fe (б), Cu (в), Al [33] (г).

Очень подробно проверялись скоростная и частотная зависимости в работе Мюнстеда [22] (рис. 5, 6). Обратная пропорциональность декремента частоте колебаний наблюдалась и в других работах [20,23,37], однако наиболее полно это сделано в [22] с помощью специально разработанной методики [47], где частота менялась от 0.1 до 320 Гц. На самых низких частотах (1 Гц и ниже) при относительно больших скоростях деформирования (порядка 10^{-3} с^{-1}) наблюдался максимум поглощения энергии колебаний (на рис. 5, 6 приведены данные для мнимой части упругой податливости), который следует из уравнения (16) и теории [22]. Мюнстед экстраполировал свои данные в область более высоких частот и получил хорошее совпадение с результатами измерений на частоте 2.5 кГц.

Работы [19,48-51] посвящены исследованиям внутреннего трения на частотах 2.5 и 6 кГц в процессе деформации алюминия. Было показано, что при используемых скоростях деформирования основной вклад вносит механизм динамического поглощения. Подробно исследовалась амплитудная зависимость динамического внутреннего трения [49-51]. Обнаружено хорошее согласие с теорией [18] для умеренных амплитуд (рис. 7): декремент падает обратно пропорционально амплитуде. Убывание внутреннего трения с амплитудой наблюдалось также в [20,21]. Измерения только за первые несколько периодов дают возрастающую зависимость для алюминия (рис. 8) и отсутствие зависимости для меди [21]. В области больших амплитуд теория [18] перестает подтверждаться. Амплитудные спектры выглядят достаточно сложно, и для их расшифровки авторы [50,51] предлагают учитывать не только динамическое, но и структурное внутреннее трение.

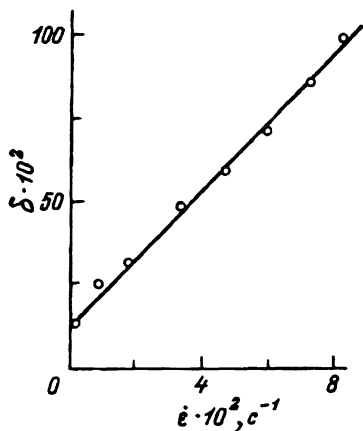


Рис. 4. Зависимость декремента крутильных колебаний от скорости деформирования α -латуни [38].

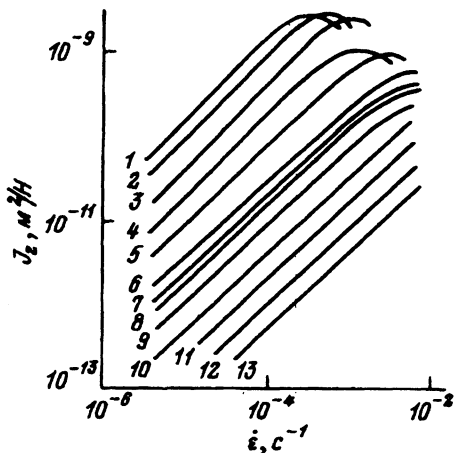


Рис. 5. Зависимости мнимой части упругой податливости от скорости деформирования алюминия для разных частот колебаний (Гц).

1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.5, 4 — 1.0,
5 — 2.0, 6 — 5.0, 7 — 7.5, 8 — 10,
9 — 20, 10 — 40, 11 — 80, 12 — 160,
13 — 320 [22].

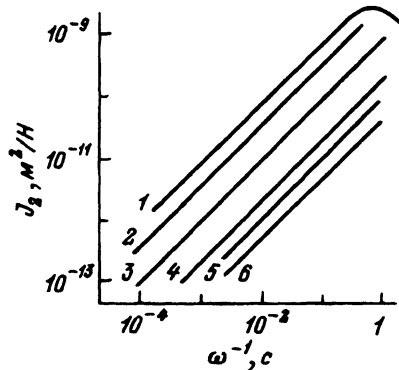


Рис. 6. Зависимости мнимой части упругой податливости от обратной частоты при деформировании монокристалла алюминия с разными скоростями (s^{-1}).

1 — 10^{-3} , 2 — $5 \cdot 10^{-4}$, 3 — 10^{-4} ,
4 — $2 \cdot 10^{-5}$, 5 — 10^{-5} , 6 — $4 \cdot 10^{-6}$ [22].

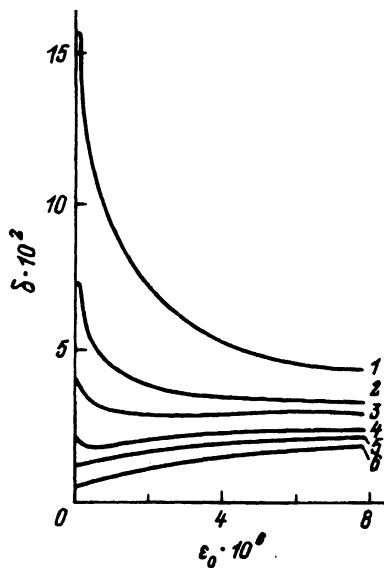


Рис. 7. Амплитудные зависимости декремента продольных колебаний на частоте 2.5 кГц, измеренные в процессе деформирования монокристалла Al с разными скоростями (s^{-1}).

1 — $9.6 \cdot 10^{-4}$, 2 — $3.05 \cdot 10^{-4}$, 3 — 10^{-4} ,
4 — $3.1 \cdot 10^{-5}$, 5 — $1.1 \cdot 10^{-5}$, 6 — 0 [48].

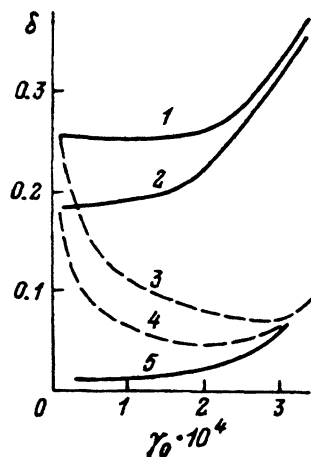


Рис. 8. Амплитудные зависимости декремента крутильных колебаний, измеряемые при деформировании поликристалла Al с различными скоростями (с^{-1}).

1,3 — $3.6 \cdot 10^{-5}$, 2,4 — $1.8 \cdot 10^{-5}$, 5 — 0. 1,2 — измерения за первые несколько периодов колебаний с данной амплитудой; 3,4 — установившийся режим [21].

Вклад низкочастотного структурного внутреннего трения может быть зарегистрирован и в области малых амплитуд. Например, в [55] изменения внутреннего трения при установившейся ползучести, когда ни скорость деформации, ни частота не меняются, объяснялись с точки зрения теории Гранато–Люкке [11].

Структурные изменения при деформировании могут вызывать максимумы внутреннего трения. Например, при ползучести поликристаллов цинка наблюдались пики, положение и величина которых зависела от размера зерна [54]. В [40–46] исследовалось внутреннее трение в процессе ползучести алюминия. При температурах 373 и 423 К в поликристаллах наблюдались максимумы на зависимостях внутреннего трения от времени деформирования [42–44], которые авторы связали (и подтвердили это данными электронной микроскопии) с перестройкой дислокационной структуры при переходе от одной стадии ползучести к другой. При $T = 297$ и 683 К максимума не наблюдалось (или он проявлялся при больших временах [41]), декремент и дефект модуля уменьшались со временем подобно кривой скорости ползучести, что качественно согласуется с теорией [18,19,22] и экспериментами [22]; хотя авторы [41–45] имеют на этот счет другое мнение и связывают изменения внутреннего трения и модуля упругости с изменениями функции распределения длин дислокационных сегментов. Отметим, что авторы [46] наблюдали максимум при $T = 463$ К только в монокристалле, а в поликристалле максимума не было.

Пропорциональность динамического декремента скорости деформирования объясняет нестационарное поведение внутреннего трения в процессе прерывистого течения при эффекте Портевена–Ле Шателье [38]. Возможно, та же причина лежит в основе нестационарного поведения внутреннего трения при низкотемпературной скачкообразной деформации, когда скачки на зависимостях декремента изгибных колебаний (частотой порядка 1 кГц) от деформации наблюдались в процессе прерывистого течения тонких фольг алюминия при низких температурах (4.2 и 78 К) [52]. Нестационарное поведение внутреннего трения регистрировалось также в [56] при деформировании сплава Fe + 0.03 мас.%C, в котором диаграмма σ – ϵ демонстрировала зуб и прерывистое течение на площадке

текучести. Поскольку при измерениях затухания деформирующая машина останавливалась (примерно на 30 с), наблюдаемая нестационарность не может быть объяснена в рамках теорий [14–23]. Был сделан вывод [56], что колебательный характер внутреннего трения связан с колебаниями плотности дислокаций относительно своего предельного значения на площадке текучести.

Таким образом, в большинстве экспериментов по регистрации низкочастотного внутреннего трения в процессе пластического деформирования основной вклад в поглощение колебательной энергии вносит механизм динамических потерь. Декремент колебаний δ_d , обусловленный этим механизмом, имеет следующие характерные особенности: а) пропорциональность скорости деформирования, б) обратную пропорциональность частоте колебаний, в) аномальную амплитудную зависимость (при увеличении ϵ_0 декремент падает). Наличие таких особенностей позволяет в принципе разделить регистрируемое внутреннее трение на динамическое и структурное, хотя сделать это практически не всегда просто. Из данных по динамическому внутреннему трению, используя формулу (9), можно получать сведения о параметрах исходного уравнения пластической деформации (например, в [16,19,49] вычисляли активационный объем).

Далее кратко рассмотрим работы [57–78], посвященные регистрации внутреннего трения в условиях такого механического воздействия на образец, которое не вызывает макроскопического пластического деформирования. Воздействие может быть как колебательным, так и статическим.

В [57] измеряли внутреннее трение на частоте около 20 Гц в процессе колебательного нагружения с очень низкой частотой (порядка 10^{-4} – 10^{-2} Гц) с целью применения «метода сигнатур», развитого ранее для мегагерцевых измерений (см. п. 2.3). В [58] измеряли декремент крутильных колебаний на частоте 1 Гц в зависимости от амплитуды продольного ультразвука частотой 23 кГц и получили амплитудную зависимость, качественно похожую на АЗВТ, измеряемую традиционным методом.

Достаточно много исследований посвящено влиянию статической подгрузки в упругой области (bias stress) на поведение низкочастотного внутреннего трения и модуля упругости [59–78]. Такие эксперименты помогают уточнить механизмы, ответственные за поглощение энергии колебаний. Например, в вольфраме [60] и ниобии [61] наблюдалось уменьшение дислокационного дефекта модуля упругости при увеличении нагрузки, что объяснялось истощением движения геометрических перегибов в соответствии с теорией [13].

В ряде работ (см. [60] и обзор [62]) указано, что приложение статической нагрузки позволяет лучше выявить на температурном спектре пики Бордони в том случае, когда в ненагруженном образце величина внутренних напряжений недостаточна для генерации парных перегибов на дислокациях, т.е. не выполняется условие Парэ [79].

Подгрузка влияет (хотя и очень слабо) на зернограничный максимум [63].

Величина магнитомеханического затухания, как правило, уменьшается при увеличении нагрузки [64-66] (в антиферромагнетиках этот эффект особенно важен [65], так как приложение магнитного поля не подавляет магнитомеханической составляющей внутреннего трения). При малых нагрузках может наблюдаться рост магнитомеханического внутреннего трения, который затем сменяется падением [67].

Влияние подгрузки на температурные максимумы внутреннего трения, связанные с мартенситными превращениями в материалах с эффектом памяти формы, проявляется как в изменении величины пика и его смещении по температуре (Ag-Cd [68], TiNi [69]), так и в расщеплении максимума (Cu-Zn-Si [68], Cu-Zn-Al [70]). Максимумы, связанные с пластичностью превращения, возникают также на зависимостях внутреннего трения от величины статической нагрузки [71-73]. Более подробную информацию о влиянии нагрузки на поглощение колебательной энергии в сплавах высокого демпфирования можно найти в монографиях [69,74,75].

Амплитудно-зависимое внутреннее трение в деформированных ионных кристаллах, исследованное методом прямой регистрации гистерезисных петель, оказалось нечувствительным к величине статической подгрузки [76].

В [77,78] с помощью установки [80] на частотах порядка 1 кГц изучали внутреннее трение при нагружении ниобия в упругой области. Наблюдался эффект Бейкера [81], впервые обнаруженный на частотах около 50 кГц (см. п. 2.2) в тантале. С помощью этого эффекта исследовалось взаимодействие дислокаций с примесями внедрения, образующими атмосферы Снука.

2.2. Низкочастотный ультразвук (килогерцевый диапазон). В этом частотном диапазоне измерения проводятся в основном резонансными методами, поэтому возможно достижение значительных амплитуд колебательной деформации и регистрация АЗВТ. Однако из-за методических трудностей данных здесь не очень много.

В 1957 г. Бейкер [82] предложил на основе метода составного пьезоэлектрического вибратора [83] способ измерения внутреннего трения при статическом нагружении образца, который помещался между двумя полуволновыми промежуточными стержнями (рис. 9). В середине промежуточных стержней (в узлах смещения стоячей ультразвуковой волны) имелись фланцы, к которым могла быть приложена осевая (растягивающая или сжимающая) нагрузка. Исследовалось влияние нагружения в упругой области на амплитудную зависимость поглощения ультразвука частотой 37 кГц. В отожженных меди и свинце на ненагруженных образцах уже при достаточно малых амплитудах колебательной деформации ($\epsilon_0 \approx 10^{-6}$) проявлялась амплитудная зависимость внутреннего трения. Статическая нагрузка на эту зависимость практически не влияла. Сильное влияние нагрузка, прикладываемая в упругой области, оказывала на начало амплитудной зависимости в отожженном алюминии. При этом наблюдался амплитудный гистерезис, т.е. зависимость, измеренная при возрастании амплитуды, не совпадала с зависимостью, измеренной при убывании. Согласно [84,85], зависимость возрастания обусловлена размножением дислокаций. Таким образом, из данных [82] по алюминию можно сделать вывод, что статическая нагрузка облегчает размноже-

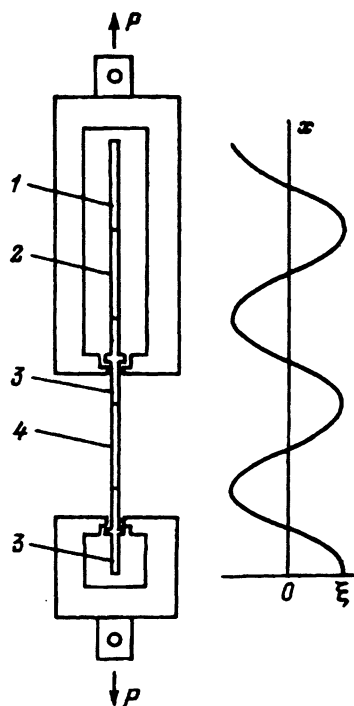


Рис. 9. Резонатор Бейкера для регистрации внутреннего трения методом составного вибратора и приложения одноосных статических напряжений [82,87].

1,2 — приемный и возбуждающий пьезокварцы;
3,5 — промежуточные стержни;

4 — образец.

На графике показано распределение амплитуды смещения вдоль резонатора в стоячей ультразвуковой волне для одного из полупериодов колебаний.

ние дислокаций под действием ультразвука, так как амплитуда начала возрастания внутреннего трения уменьшалась на величину добавленного статического напряжения.

При исследовании внутреннего трения на частоте 50 кГц в тантале [81] был обнаружен эффект памяти величины статической нагрузки: если образец выдерживался некоторое время (до нескольких часов) при напряжении σ_F , то затем на зависимости декремента колебаний от статического напряжения при $\sigma \approx \sigma_F$ наблюдался минимум (рис. 10). Эффект объяснялся следующим образом [81]: приложение статической нагрузки в упругой области смещает дислокации в новые положения равновесия; во время выдержки под нагрузкой упругие поля дислокаций формируют атмосферы Снука, закрепляющие дислокации в новых положениях; минимум внутреннего трения при последующем быстром изменении нагрузки соответствует закреплению дислокаций вновь сформированными

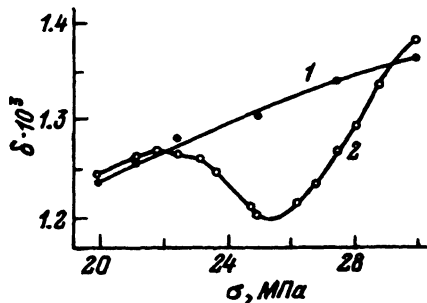


Рис. 10. График, иллюстрирующий эффект Бейкера [81]. Зависимости декремента колебаний частотой 50 кГц от статической нагрузки при нагружении тантала в упругой области.
1 — без предварительной выдержки под нагрузкой,
2 — после выдержки около 2 ч.

атмосферами. Эффект Бейкера применялся для исследования кинетики образования и распада поляризованных атмосфер в ниобии [77,78,86]. Авторы [78] обратили внимание на то, что положение минимума внутреннего трения зависит от направления изменения нагрузки: при увеличении последней минимум слегка сдвинут вправо от σ_F , а при уменьшении — влево. Разница была приписана наличию силы трения, действующей на дислокации, и предложен метод определения этой силы [78].

При активном деформировании меди [87] и нержавеющей стали [88] исследовалось амплитудно-независимое трение (АНВТ). В меди АНВТ росло на упругом участке и проходило через максимум при переходе к пластическому течению. В стали на упругом участке наблюдались два максимума, затем поглощение падало. На участке пластического течения меди АНВТ увеличивалось с деформацией, а АЗВТ уменьшалось. АНВТ увеличивалось также при росте скорости деформирования, хотя на диаграмму деформирования скачки скорости не влияли. Измерения проводились на частоте около 50 кГц, где, по расчетам [17], вклад динамических потерь пренебрежимо мал. Поэтому скоростная чувствительность внутреннего трения должна иметь иную породу, чем на низких частотах.

В тантале [17] приложение статической нагрузки в упругой области к образцу в исходном состоянии увеличивало как амплитудно-зависимое, так и амплитудно-независимое поглощение ультразвука. В пластической области увеличение нагрузки увеличивало АНВТ и не влияло на АЗВТ. В свежепродеформированном образце тантала изменение нагрузки в упругой области почти не влияло на АЗВТ и сильно влияло на АНВТ. Исследования возврата внутреннего трения в LiF показали [89], что изменение статической нагрузки в упругой области практически не влияет на зависимость АНВТ от времени.

Кроме резонансного метода, для измерений внутреннего трения в режиме *in situ* используется также термоакустический [90–92], при котором внутреннее трение вычисляется из нагрева образца, соответствующего определенной амплитуде колебаний. К недостаткам термоакустического метода можно отнести слабую чувствительность при малых амплитудах, когда нагрев образца мал. Поэтому корректно измерить уровень амплитудно-независимого фона этим методом трудно, что создает трудности в интерпретации экспериментальных данных. Например, в меди внутреннее трение на частоте около 20 кГц при больших амплитудах колебаний под действием статической нагрузки растет [90]. Авторы считают это ростом АЗВТ, но, поскольку АЗВТ и АНВТ могут вести себя по-разному при нагружении [17,87], а данные о поведении фона в [90] отсутствуют, трудно судить и о степени влияния нагрузки на АЗВТ.

В [93] была предложена акустическая система (рис. 11), представляющая собой модификацию резонатора Бейкера [82], в которой нет необходимости использовать промежуточные стержни, поскольку образцы в виде стержней длиной три полуволны деформируются трехточечным изгибом, а точки приложения нагрузки совпадают, как в [82], с узлами смещения стоячей ультразвуковой волны (в резонаторе Бейкера также можно обойтись без промежуточных стержней, но тогда трехполуволновый образец должен иметь достаточно сложную форму с фланцами для приложения нагрузки в первой и третьей полуволновых частях [17,86]).

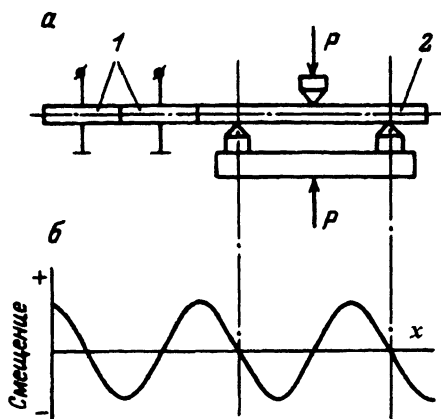


Рис. 11. Резонатор Кардашева для регистрации внутреннего трения в процессе упругого и пластического изгиба [9,93].

1 — кварцы, 2 — образец,
x — расстояние вдоль резонатора.

Резонатор [53] использовался в серии работ [93,94–106], где исследовалось внутреннее трение на частотах около 100 кГц в процессе упругого и пластического изгиба.

При исследовании зависимостей поглощения ультразвука от нагрузки в упругой области на композициях алюминий–сталь [93] и в монокристаллах алюминия [94] наблюдались пики внутреннего трения. Показано [94], что пики имеют место в образцах, содержащих малоугловые границы, наличие которых контролировалось рентгеном. В образцах без границ наблюдался монотонный рост поглощения с ростом нагрузки. При измерениях амплитуда колебаний задавалась в амплитудно-независимой области и ее уровень поддерживался при изменении статической нагрузки с помощью аналоговой автоматической установки [107].

В дальнейших работах использовалась компьютеризованная установка [103,108], которая позволяет проводить достаточно быструю регистрацию амплитудных зависимостей внутреннего трения и дефекта модуля Юнга в широком диапазоне амплитуд колебательной деформации (на измерение одной зависимости, содержащей более 100 экспериментальных точек в интервале ϵ_0 от 10^{-7} до 10^{-4} при увеличении и при уменьшении амплитуды, затрачивается около 40 с). Исследовалось поведение внутреннего трения при упругом и пластическом деформировании монокристаллов NaCl [96,96], NaF [97–100], алюминия [100–103], цинка [104]. Исследовались также сплавы: монокристаллическая эвтектика Al – Al₂Cu [105] и поликристаллы: алюминиевый сплав Д16 [101] и кремнистая бронза [106].

Особенностью *in situ* измерений АЗВТ является тот факт, что при увеличении амплитуды колебаний ультразвук начинает влиять на процесс квазистатического деформирования, вызывая АПЭ [25,26]. Механизм АПЭ до сих пор остается предметом дискуссий, однако исследования поглощения ультразвука, вызывающего эффект, могут дать дополнительную информацию. Фактически, регистрируя АЗВТ одновременно с диаграммой деформирования, мы измеряем поглощение ультразвука, вызывающего АПЭ. В монокристаллах NaCl, NaF, Al и в эвтектике Al – Al₂Cu получены качественно одинаковые результаты — амплитудно-зависимое поглощение и разрушающее воздействие ультразвука начинают проявляться при одних и тех же амплитудах колебаний. Одновременность

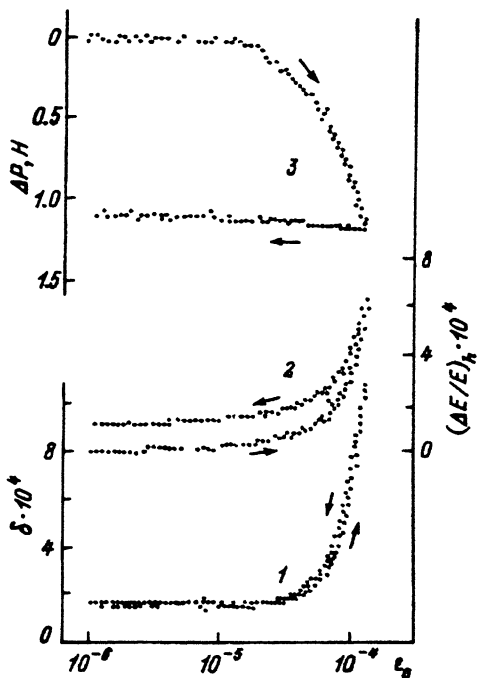
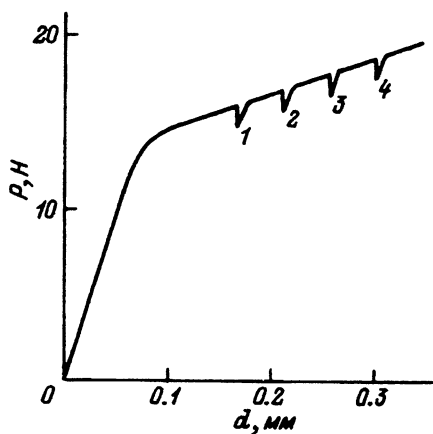


Рис. 12. Диаграмма деформирования трехточечным изгибом образца монокристалла $\text{Al}+0.66 \text{ мас. \% Si}+0.22 \text{ мас. \% Fe}$ с постоянной скоростью перемещения опор 0.1 мм/ч .

P — нагрузка, d — стрела прогиба. Сбросы нагрузки 1–4 происходили во время ультразвукового возбуждения при измерении амплитудных зависимостей; результаты одного из измерений (для позиции 4) показаны на рис. 13.

Рис. 13. Амплитудные зависимости, измеренные при ультразвуковом возбуждении частотой 100 кГц в процессе деформации образца алюминия, диаграмма деформирования которого изображена на рис. 12 [102].

1 — декремент колебаний δ ,
2 — дефект модуля Юнга $\Delta E/E$,
3 — деформирующая нагрузка P .
Стрелки показывают направление изменения амплитуды.

проявления АЗВТ и АПЭ наблюдалась как при активном деформировании с постоянной скоростью перемещения опор [95,98,99,101–105], так и в режиме ползучести, когда нагрузка на образце поддерживалась постоянной [97,103].

На рис. 12, 13 в качестве примера показаны данные для алюминия [102], а на рис. 14, 15 — для NaF [97]. Видно, что падение деформирующей нагрузки (рис. 13) и увеличение скорости ползучести (рис. 15) начинаются при амплитудах начала АЗВТ. В монокристаллах цинка, ориентированных так, что макроскопическое деформирование и амплитудная зависимость декремента обеспечиваются за счет дислокаций разных систем скольжения, одновременности проявления АЗВТ и АПЭ не зарегистрировано: амплитудная зависимость декремента начинает проявляться при амплитудах примерно на порядок меньше, чем АПЭ [104]. Аналогичное поведение (рис. 16) наблюдалось в поликристаллах сплава Д16 [101].

В ионных кристаллах [96–99] и цинке [104] исследовалась эволюция внутреннего трения по мере деформирования. Как АЗВТ, так и АНВТ монотонно растет при активном деформировании, но при ползучести NaF

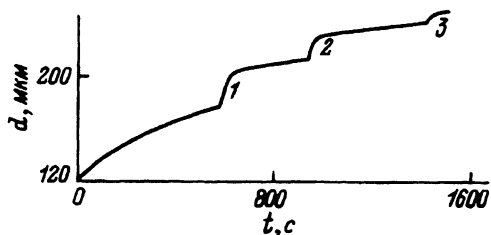


Рис. 14. Зависимость стрелы прогиба d от времени t при постоянной нагрузке $22H$ в процессе трехточечного изгиба образца монокристалла NaF [97]. Перегибы, обозначенные цифрами 1–3, возникли под действием ультразвуковых колебаний при измерении амплитудных зависимостей, показанных на рис. 15, 17.

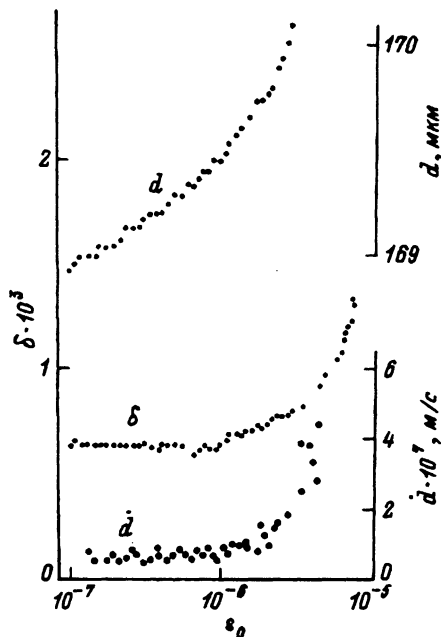


Рис. 15. Начальный участок амплитудных зависимостей стрелы прогиба d , декремента δ , измеренного на частоте около 140 кГц, и скорости изменения прогиба \dot{d} , соответствующие скачку 1 на рис. 14 при возрастании амплитуды ϵ_0 [97].

[97] кривые АЗВТ, измеренные в разных точках диаграммы, совпадают (рис. 17). АЗВТ также не меняется в NaF при изменении нагрузки в упругой области [98].

В алюминии [100,103] и кремнистой бронзе [106] наблюдаются максимумы на зависимостях АНВТ от деформации, которые сопровождаются изменениями резонансной частоты (т.е. модуля Юнга). В алюминии эти изменения носят плавный характер и дефект модуля, соответствующий пику внутреннего трения, демонстрирует обычное для релаксационного процесса поведение. В бронзе пик внутреннего трения сопровождается скачкообразным изменением резонансной частоты вибратора, причем амплитудно-частотная характеристика акустической системы вблизи пика имеет два максимума. Авторы [106] связывают такое поведение с наличием структурных неоднородностей (выделений второй фазы).

Известно, что в стареющих материалах, таких как Al и Zn , при комнатной температуре зависимости внутреннего трения, измеренные при возрастании амплитуды (АЗВ), не совпадают с амплитудными зависимостями убывания (АЗУ). Обычно кривые АЗВ идут ниже кривых АЗУ. Особенностью амплитудных зависимостей, регистрируемых при активном деформировании монокристаллов в области не слишком больших амплитуд, является либо значительное уменьшение (вплоть до совпадения АЗУ и АЗВ) амплитудного гистерезиса внутреннего трения по сравне-

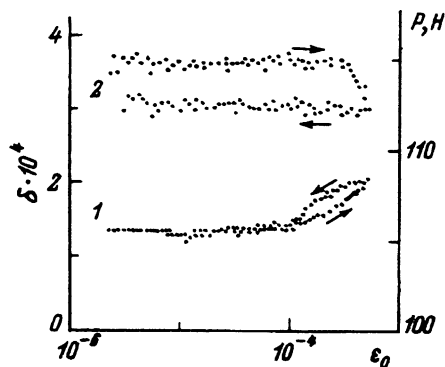


Рис. 16. Амплитудные зависимости декремента (1) и деформирующей нагрузки (2), измеренные при деформировании трехточечным изгибом образца поликристалла сплава Д16 [101].



Рис. 17. Амплитудно-зависимая часть декремента δ_a , измеренная при возрастании амплитуды в процессе ползучести монокристалла NaF [97]. Цифры 1-3 соответствуют позициям на диаграмме рис. 14.

нию с гистерезисом, наблюдаемым на разгруженном образце, либо даже наличие аномального гистерезиса (когда АЗУ ниже АЗВ) [104]. Обычный гистерезис (АЗУ выше АЗВ) в режиме *in situ* наблюдается при достаточно больших амплитудах, вызывающих увеличение плотности подвижных дислокаций [101,105].

2.3. Высоко частотный ультразвук (мегагерцевый диапазон). Измерения в этом диапазоне частот обычно проводятся эхо-импульсным методом, который сравнительно легко можно применить к исследованиям зависимости поглощения в процессе квазистатического деформирования. Поскольку АЗВТ исследовать этим методом сложно, до сих пор в литературе нет данных по амплитудно-зависимому поглощению ультразвука мегагерцевых частот при деформировании, хотя данных по амплитудно-независимому внутреннему трению довольно много.

Первые эксперименты были проведены в середине 50-х годов. Алерс [109] исследовал поглощение ультразвука частотой 7 МГц в процессе сдвиговой деформации при ползучести монокристаллов цинка. Было установлено, что пластическая деформация влияет на поглощение волн только такой поляризации, которые имеют составляющую колебательной деформации в действующей плоскости скольжения. Нагружение в упругой области (если нагрузка не вызывает процесса ползучести) не влияет на поглощение в недеформированном образце, а в образце после пластической деформации поглощение становится чувствительным даже к очень небольшому (порядка 10^4 Па) изменениям напряжения.

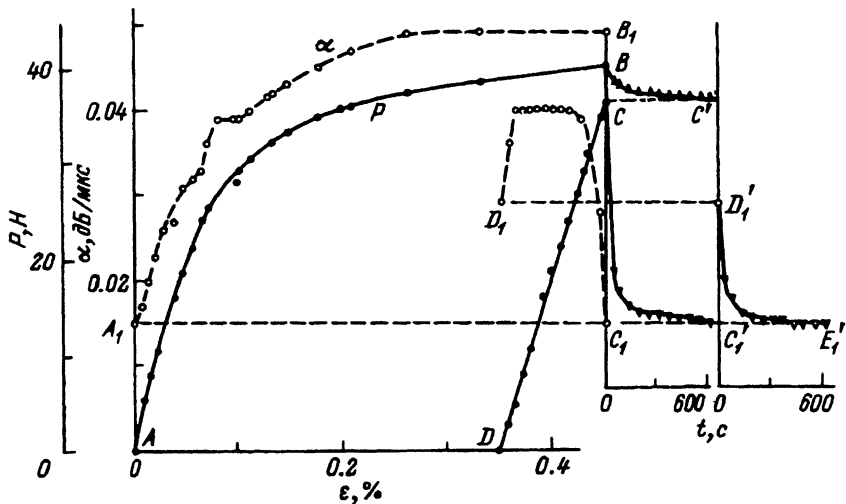


Рис. 18. Зависимости коэффициента поглощения α ультразвуковых колебаний частотой 5 МГц и нагрузки P от деформации ϵ и времени t в процессе деформирования, релаксации и разгрузки поликристалла алюминия [110].

Пусть для P : AB — деформирование, BC и BC' — релаксация, CD — разгрузка. Соответствующий путь для α обозначен теми же буквами с индексами (D_1, E_1' — возврат α на разгруженном образце).

В [110] провели измерения поглощения и скорости распространения ультразвуковых волн частотой 5 МГц в процессе растяжения с постоянной скоростью поликристаллов алюминия. Кривая поглощения от деформации подобна диаграмме деформирования (рис. 18). В некоторых случаях в районе предела текучести наблюдался максимум внутреннего трения, в то время как на диаграмме деформирования никаких особенностей не было. При остановке деформирующей машины наблюдался быстрый возврат поглощения, которое за 10 мин достигало первоначального уровня.

Последующие эксперименты на моно- и поликристаллах алюминия [111–118], ионных кристаллах [115, 119–127], магнии [119, 128], молибдене [119], углеродистой стали [129], железе [130] и на других материалах качественно подтвердили результаты первых опытов. Значительное внимание уделялось исследованию влияния поляризации акустической волны относительно действующих систем скольжения [114–116, 122]: измерения *in situ* позволили выделить вклад различных систем скольжения в деформацию. Количественная интерпретация, начиная с работы [110] велась в основном в рамках теории структурного внутреннего трения Гранато–Люкке [11]. Сложность интерпретации заключается в разделении влияния плотности дислокаций и средней длины сегмента согласно формулам (1) и (2). Для такого разделения необходимо измерять и поглощение, и дефект модуля упругости, как это сделано, например, де Россетом и Гранато [121] в процессе ползучести монокристаллов NaCl (рис. 19).

Авторы [114, 115] обнаружили на начальных стадиях деформирования (практически еще в упругой области) аномальное поведение модуля упругости: модуль увеличивался при одновременном увеличении по-

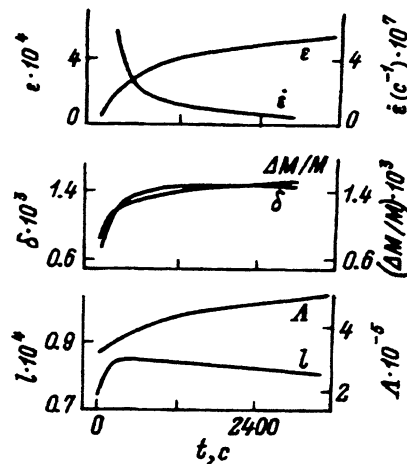


Рис. 19. Зависимости деформации ползучести ϵ , скорости ползучести $\dot{\epsilon}$, декремента δ и дефекта модуля упругости $\Delta M/M$ (для частоты 10 МГц) от времени t для монокристалла NaCl, нагруженного постоянным сжимающим напряжением.

Зависимости плотности дислокаций Λ и средней длины дислокационного сегмента l рассчитаны по формулам (1), (2) [121].

глошения ультразвука. Объяснение было найдено в рамках теории Гранато–Люкке [11] Труэллом и Гранато [131], которые рассчитали условия появления аномального ΔE -эффекта. Качественное объяснение заключается в следующем. На начальном участке деформирования средняя длина сегмента увеличивается за счет отрыва дислокаций от точек закрепления под действием статического напряжения. С одной стороны, это ведет к увеличению поглощения звука, поскольку увеличивается доля дислокационной деформации, отстающей по фазе от напряжения. С другой стороны, дислокационная деформация, совпадающая по фазе с напряжением, может расти, если движение дислокационных сегментов контролируется не столько линейным натяжением, сколько вязкостью среды, что возможно на высоких частотах и в чистых материалах (с большой длиной сегмента).

Саксе и Грин [117] исследовали поглощение на частоте 10 МГц в алюминии при разных скоростях его деформирования (от $2 \cdot 10^{-5}$ до 20 с^{-1}). На диаграмму деформирования скорость влияет незначительно, в то время как поглощение с увеличением скорости растет в несколько раз. В этой работе подробно регистрировался также возврат поглощения по

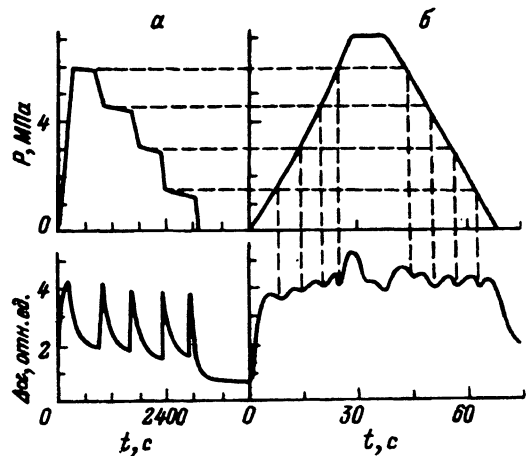


Рис. 20. Зависимости нагрузки P на монокристалле Al и изменения поглощения ультразвука частотой 10 МГц от времени.

a — первый цикл нагрузка–разгрузка с выдержкой по 10 мин при четырех значениях P ; b — второй (быстрый) цикл. Штриховые линии показывают, что минимумы поглощения в цикле b появляются при значениях нагрузки, соответствующих P выдержки в цикле a [117].

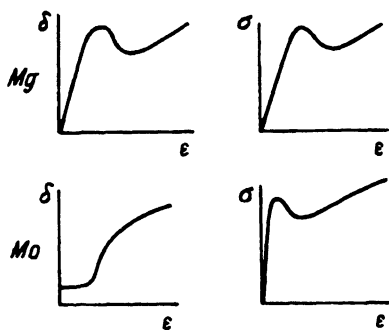


Рис. 21. Схематическая демонстрация того, что качественно одинаковый вид кривой деформирования σ - ϵ для молибдена и магния может сопровождаться различным поведением поглощения ультразвука [119].

сле пластической деформации. Измерения начинались с весьма малых времен (менее 10^{-2} с $^{-1}$), и оказалось, что существует «инкубационный» период длительностью около 1 с, во время которого возврат отсутствует. После этого идет обычный возврат $\delta \sim t^{-1/2}$. Кроме того, в [117] наблюдался эффект памяти величины статической нагрузки, при которой образец выдерживался несколько минут. При повторном нагружении поглощение при этой нагрузке давало минимум (рис. 20). Аналогичный эффект наблюдался и в меди [132] на частоте 50 МГц, где он был назван эффектом памяти дислокационного закрепления. По существу — это проявление эффекта Бейкера [81], но в ГЦК металлах, где атмосферы Коттрелла, закрепляющие дислокации, формируются под нагрузкой быстрее, чем атмосферы Снука в ОЦК металлах.

В работах [113,118,121] исследовалось поглощение ультразвука при ползучести. В алюминии [113,128] поглощение падает с уменьшением скорости, а в NaCl [121] поглощение, как и деформация, увеличивается на начальном участке, когда скорость ползучести падает.

При активном деформировании подобие зависимостей поглощения и кривой деформирования подчеркивалось в [128], где путем термической обработки образцов Mg добивались появления зуба текучести на диаграмме σ - ϵ ; после этого зуб появлялся также на зависимости δ - ϵ . При деформировании LiF и Mo [119], а также углеродистых сталей [129] зуб текучести сопровождался не пиком, а резким ростом поглощения. (Рис. 21 демонстрирует следующее: качественно одинаковый характер диаграммы деформирования может сопровождаться различным поведением поглощения, а следовательно, объясняться различными механизмами). Минимум поглощения на зубе текучести в железе естественно объяснялся [130] конкуренцией магнитомеханического и дислокационного механизмов. При фотопластическом эффекте подобия кривых деформирования и поглощения также не наблюдалось. Включение света вызывало увеличение напряжения течения γ -облученного NaCl, а поглощение при этом падало [123-125].

В [126,127] исследовалась релаксация напряжений. Показано, что разгрузка образца до уровня напряжений, при которых макроскопическая релаксация не регистрируется, является недостаточной для того, чтобы подавить релаксацию (возврат) ультразвукового поглощения. Данный факт находится в полном согласии с экспериментами, в которых показано, что статическая нагрузка слабо влияет на кривые возврата внутрен-

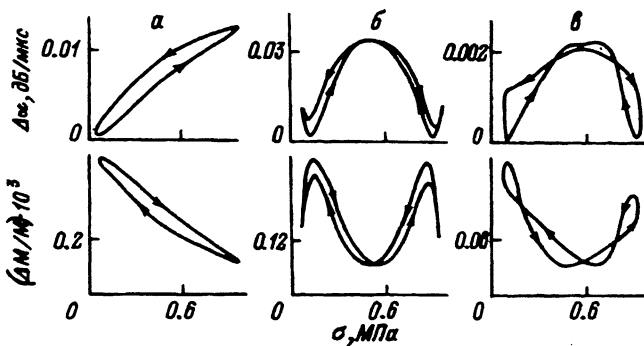


Рис. 22. Зависимости поглощения ультразвука частотой 7 мГц от нагрузки на образце Al, меняющейся с частотой 0.1 Гц [149,150].
 $T = 150$ (а), 250 (б), 300 К (е).

него трения в ионных кристаллах [89,133] и ОЦК металлах [130]. С другой стороны, анализ данных [110], проведенный в [134], показывает, что в алюминии возврат под действием статической нагрузки ускоряется.

Нагружая образец в упругой области и измеряя внутреннее трение при малых амплитудах, можно, не увеличивая плотности дислокаций, изучать их движение и кинетику образования закрепляющих атмосфер. Больше всего подобных экспериментов сделано в мегагерцевой области [120,132,133,135-154]. В очень чистых алюминии [143] и вольфраме [144] наблюдались рост модуля и уменьшение поглощения при росте нагрузки, что согласуется с теорией Алефельда [13].

В последнее десятилетие большой прогресс был достигнут на пути использования циклического нагружения с низкой частотой (от сотых долей до единиц герц) и одновременной регистрацией поглощения высокочастотного ультразвука [145-154]. При этом на зависимости поглощения от низкочастотной нагрузки получается замкнутая петля, особенности которой различны для различных механизмов торможения дислокаций, т.е. эта петля может служить своеобразным автографом (signature [146-152]) конкретного механизма.

На рис. 22 приведены данные для алюминия. Видно, что петля в координатах поглощение-нагрузка меняется с температурой, что указывает на изменение механизма закрепления дислокаций, которое несет ответственность за появление в температурном спектре внутреннего трения релаксационного пика, связанного с увеличением подвижности атмосферы точечных дефектов вблизи дислокации [146-149]. Метод сигнатур был применен также для исследования релаксации Бордони [149-152]. Предложен механизм [152], объясняющий низкие по сравнению с напряжением Пайерлса значения напряжений течения ГПК металлов при температурах, близких к $T = 0$.

В [155-159] исследовалось поглощение ультразвука в процессе усталостных испытаний алюминия. Анализ переходных процессов и установившихся петель-сигнатур позволил выделить три области: малые амплитуды ($\epsilon_0 < 3 \cdot 10^{-5} - 10^{-4}$), средние (порядка 10^{-4}) и высокие (около 10^{-3}). В каждой из этих областей действуют разные механизмы: взаимодействие дислокаций с атмосферами Котрелла (в области 1),

размножение—аннигиляция дислокаций в каждом цикле (в области 2), взаимодействие дислокаций и уменьшение их подвижности за счет высокого уровня локальных внутренних напряжений (в области 3) [155,157]. Исследования при разных температурах позволили [159] сделать вывод, что при температурах выше пика Бордони (300 и 200 К) форма петель-сигнатур может быть объяснена взаимодействием дислокаций с атмосферами Коттрелла, а при температурах 150 и 90 К — взаимодействием перегибов и примесей внедрения.

В [160–162] высокочастотный ультразвук использовался для контроля процессов, происходящих при АПЭ в кристаллах.

Шиоир и Сато [24,163–166] исследовали поглощение ультразвука при очень больших скоростях квазистатического нагружения (до 10^4 с^{-1}). Наблюдался линейный [24] рост поглощения при увеличении скорости с выходом на насыщение при скоростях $\dot{\epsilon} > 10^3 \text{ с}^{-1}$, а также обратная пропорциональность между поглощением и частотой ультразвука (в диапазоне 10–50 МГц) [24]. Такое поведение характерно для динамического внутреннего трения, а выход на насыщение при больших скоростях вполне согласуется с частотно-скоростной зависимостью, предсказываемой теорией [18,22]. В соответствии с этой теорией и данными [22] (рис. 5,6) на частоте 10 МГц максимум динамических потерь должен наблюдаться при скорости около 10^4 с^{-1} . В [164–166] также учитывается динамический характер поглощения звука и для частотно-скоростной зависимости внутреннего трения выведено соотношение, аналогичное (9). Однако выход на насыщение считается не следствием максимума динамических потерь, а следствием смены механизма торможения дислокаций (термоактивированное преодоление препятствий—вязкое торможение), т.е. переходом от (9) к (19).

3. Особенности динамического и структурного внутреннего трения при малых амплитудах

В поведении внутреннего трения, измеряемого в процессе деформирования, наблюдаются общие черты, присущие как низким, так и высоким частотам, хотя, согласно теоретическим представлениям, для первых справедлива теория динамического внутреннего трения, а для вторых — структурного. Обсудим кратко две такие общие черты: появление максимума внутреннего трения в районе предела текучести и скоростную чувствительность внутреннего трения.

1. Во многих экспериментах внутреннее трение растет в упругой области и проходит через максимум в районе предела текучести. На низких частотах максимум внутреннего трения наблюдался всегда, когда на диаграмме появлялся зуб текучести [32,33], а в ряде работ максимум наблюдался и в отсутствие зуба [19,48]. На высоких частотах взаимосвязь максимума поглощения и зуба текучести менее жесткая: в [110,116] наблюдали максимум поглощения в отсутствие зуба текучести на диаграмме, в [119,128] — максимум и зуб (на Mg) и зуб без максимума (на стали [129], LiF и Mo [119]). Такое различие связано как с физическими механизмами образования зуба текучести, так и с влиянием поляризации акустической волны относительно систем скольжения.

Например, Свэнсон и Грин [116] наблюдали максимум поглощения даже тогда, когда на диаграмме деформирования монокристаллов Al проявлялась стадия легкого скольжения. Уменьшение поглощения с выходом на площадку текучести объяснялось [116] уменьшением плотности дислокаций в первичной системе скольжения. Если использовались волны таких поляризадий, чтобы вклад других систем был значителен, то максимума не наблюдалось, как и в [114]. В Mg [119] природа зуба текучести объяснялась деформационным старением, приводящим к уменьшению средней длины дислокационного сегмента и в соответствии с (1) к уменьшению поглощения. В стали, LiF и Mo механизм образования зуба связывался [119,129] с увеличением числа подвижных дислокаций, что приводило не к уменьшению поглощения, а к его росту (рис. 21).

Динамический декремент, согласно (9), также может зависеть от плотности дислокаций (поскольку $\dot{\epsilon} = \lambda bv$, где v — средняя скорость дислокаций) и средней длины сегмента (поскольку она пропорциональна активационному объему). Поэтому нет ничего удивительного в том, что результаты, полученные на разных частотах, оказываются иногда качественно похожими, хотя и описываются в рамках разных теорий.

2. Возрастание внутреннего трения с увеличением скорости деформации может проявляться за счет не только динамических потерь, но и структурных, так как разные скорости деформации могут формировать различные дислокационные структуры, по-разному влияющие на внутреннее трение. Динамическое поглощение «мгновенно» падает при остановке деформирующего устройства ($\dot{\epsilon} = 0$, $\epsilon = \text{const}$) [33,35]. Похожее явление может наблюдаться и на высоких частотах в быстро стареющих материалах (например, в алюминии при комнатной температуре за первую минуту после прекращения деформирования может пройти до 90% возврата [110,134]).

Эксперименты показывают, что скоростная чувствительность структурного внутреннего трения намного ниже, чем динамического. В качестве примера можно привести данные [167], где регистрировалось низкочастотное внутреннее трение (0.7 Гц) образцов алюминия после их деформирования с разными скоростями. Различию скоростей примерно на четыре порядка соответствовало различие деформационных зависимостей структурного (измеряемого не в режиме *in situ*) внутреннего трения всего на 20%. По-видимому, изменения внутреннего трения на частоте 50 кГц при скачках скорости в процессе деформирования меди [87] также обусловлены структурными изменениями.

Интересны данные [130], где исследовалось поглощение ультразвука частотой 10 МГц в процессе деформации алюминия и скорость деформирования менялась на шесть порядков ($2 \cdot 10^{-5} - 20 \text{ с}^{-1}$). На диаграммы деформирования такое изменение скорости почти не влияло (все кривые укладывались в коридор с разбором $\approx 20\%$), но поглощение звука увеличивалось в 6–8 раз с увеличением $\dot{\epsilon}$. Пропорциональность декремента скорости не выполнялась, однако для объяснения столь большого роста потерь необходимо привлекать не только структурные, но и динамические механизмы. Результаты [24,163–166] показывают, что при больших скоростях деформации ($\dot{\epsilon} > 10 \text{ с}^{-1}$) закономерности высокочастотного (десятки мегагерц) внутреннего трения полностью соответствуют теории динамических потерь, т.е. декремент пропорционален отношению

$\dot{\epsilon}/\omega$. При обычных скоростях ($\dot{\epsilon}$ порядка 10^{-4} с $^{-1}$) динамические потери преобладают на частотах менее 10 кГц.

В работах [14,168–170] механизм динамического поглощения привлекается для объяснения особенностей поведения внутреннего трения при нагреве поликристаллов с некубической решеткой. Известно [171,172], что в таких материалах при изменении температуры происходит пластическая деформация локальных объемов под действием термоупругих напряжений, возникающих вследствие анизотропии коэффициентов теплового расширения, при этом $\dot{\epsilon} \sim \dot{T}$ [14]. В [169,170] основные результаты получены на поликристаллах цинка. Показано, что при нагреве образцов в интервале 293–400 К поглощение ультразвука частотой 60 кГц увеличивается с увеличением как скорости нагрева, так и амплитуды. Последнее плохо согласуется с теорией динамических потерь, которая дает падение внутреннего трения с ростом амплитуды (см. п. 1.2). Также не согласуется с теорией и тот факт, что при переходе от режима нагрева к режиму выдержки при постоянной температуре ($\dot{T} = \text{const}$) отсутствует стадия скачкообразного падения внутреннего трения, характерная для динамического механизма при переходе к $\dot{\epsilon} = \text{const}$ (рис. 3). По-видимому, частота 60 кГц слишком высока, чтобы для используемых в [169,170] значений $\dot{T} < 6 \cdot 10^{-2}$ К/с обеспечить скорости деформирования, достаточные для проявления динамического внутреннего трения. Особенности, характерные для динамического внутреннего трения, проявляются в подобных экспериментах при измерениях на низких частотах (в герцевом диапазоне) [14,168].

Кардинальное отличие динамического внутреннего трения от структурного, согласно (1) и (9), должно проявляться в частотной зависимости. Такое отличие подтверждается экспериментально: поглощение ультразвука в мегагерцевом диапазоне растет пропорционально частоте [111] (согласно теории Келера–Гранато–Люкке), а на низких частотах (или на высоких скоростях деформирования) поведение декремента согласуется с уравнением (9). Теория динамического внутреннего трения показывает, что пластически деформируемый материал в определенном частотно-скоростном интервале становится материалом высокого демпфирования. Диссипативные свойства такого материала при малых амплитудах колебаний соответствуют реологической модели стандартного неупругого тела и описываются уравнением (16). К сожалению, только данные Мюнстеда [22] демонстрируют максимум на частотно-скоростных зависимостях динамических потерь, предсказанный его же теорией.

Другое кардинальное отличие данных, полученных на низких и высоких частотах, заключается в разных величинах дефекта модуля, обусловленного деформированием. На низких частотах наблюдается достаточно большое (порядка 10%) уменьшение модуля на начальном участке диаграммы деформирования (как на частотах порядка 1 Гц в процессе ползучести [39,42–46], так и на частотах порядка 2.5 кГц при активном деформировании и ползучести [19,48]). На высоких частотах уменьшение модуля (если оно наблюдается) как минимум на порядок меньше даже при динамическом характере поглощения [24,163]. Данный факт пока не находит объяснения и требует дополнительных исследований.

Еще одно отличие структурного и динамического внутреннего трения может проявляться в температурной зависимости. Структурное внутреннее трение, как правило (исключая области пиков), растет при повышении температуры. Динамическое внутреннее трение, согласно (9), должно уменьшаться. К сожалению, экспериментальные данные о влиянии температуры на динамическое внутреннее трение в процессе деформирования практически отсутствуют. В [15] приведены результаты Олсена и др. [173] для весьма узкого интервала (от -20°C до $+40^\circ\text{C}$), показывающие линейный рост декремента с температурой, а в [50] показано, что декремент в области умеренных амплитуд уменьшается при изменении T от -72°C до $+130^\circ\text{C}$.

4. Амплитудно-зависимое внутреннее трение и акустопластический эффект

Как следует из п. 1.2, аномальная амплитудная зависимость динамического внутреннего трения (уменьшение внутреннего трения с ростом амплитуды) есть прямое следствие АПЭ. Гистерезисное структурное внутреннее трение δ_h , напротив, возрастает при увеличении амплитуды. Более того, исследования на частотах порядка 100 кГц показали, что в монокристаллах АЗВТ и АПЭ начинают проявляться при одних и тех же амплитудах [95-99, 101-103]. Этот факт дал основания Охгаку и Такеучи [92] сделать вывод о том, что величина ультразвукового разупрочнения $\Delta\sigma$ определяется поглощением энергии колебаний, вызывающих данное разупрочнение. При исследовании NaCl и KCl [92] на начальных стадиях АЗВТ и АПЭ была установлена пропорциональность $\Delta\sigma \sim \delta_h$, что, согласно [92], противоречит теориям АПЭ [27, 17-19], основанным на принципе суперпозиции статических и колебательных напряжений. В действительности никакого противоречия здесь нет, так как из анализа уравнения (11) для малых амплитуд получаем $\Delta\sigma \sim \sigma_0^2$. С другой стороны, известно, что квадратичные амплитудные зависимости декремента типичны для широкого круга металлов и неметаллов. В частности, функциональный вид $\delta_h \sim \sigma_0^2$ наблюдался как в экспериментах по совместному измерению АЗВТ и АПЭ [96, 98, 99], так и на предварительно деформированных кристаллах [9, 98].

В теориях суперпозиции, дающих описание АПЭ, не предполагается какого-либо физического механизма. Эффект разупрочнения или ускорения ползучести возникает как следствие нелинейной зависимости скорости пластической деформации от напряжения. При этом даже не очень существенным являясь конкретный вид нелинейности исходного уравнения — аррениусовский типа (3) и (4), степенной или какой-нибудь другой; качественно результат не меняется [18, 28]. Можно отметить, что соответствие экспериментальных данных теориям суперпозиции не отрицает наличия физического механизма АПЭ, а только указывает на то, что феноменологическое описание этого механизма находится в соответствии как с исходным уравнением пластического деформирования, так и с аддитивностью статических и динамических напряжений, действующих на дислокации.

Если, однако, провести опыт в условиях, когда колебательное напряжение не имеет сдвиговой составляющей в системе скольжения, обеспечивающей статическое деформирование, то по теориям суперпозиции

АПЭ должен отсутствовать. Такие опыты, проведенные на монокристаллах цинка [104], показывают, что АПЭ тем не менее имеет место, но одновременно проявления АПЭ и АЗВТ нет. Это свидетельствует о существовании физических механизмов АПЭ, которые не поддаются феноменологическому описанию в рамках суперпозиции (например, облегчение движения дислокаций через колеблющийся дислокационный лес [174]), а также об отсутствии однозначной связи между АПЭ и АЗВТ. Последний вывод подтверждается также следующими экспериментальными фактами.

а) Амплитудно-зависимый декремент при постоянной амплитуде колебаний сильно меняется по мере деформирования (на начальных стадиях наблюдается рост [96,98,99], на более поздних — уменьшение [92]), но величина $\Delta\sigma$ практически не меняется.

б) Последовательные измерения в процессе ползучести NaF показывают, что одно и то же ультразвуковое воздействие вызывает различные приросты величины деформации (рис. 14), но амплитудная зависимость поглощения ультразвука, вызывающего АПЭ, не меняется (рис. 17).

в) На кривых АЗВТ, измеренных в процессе активного деформирования одновременно с АПЭ, практически не проявляется амплитудный гистерезис [95,98,99,103].

г) Кривые $\delta_h(\sigma_0)$, измеренные в режиме *in situ* вместе с зависимостями $\Delta\sigma(\sigma_0)$, совпадают с кривыми $\delta_h(\sigma_0)$, измеренными на полностью или частично разгруженном после пластической деформации образце [98]. Экспериментальные факты, перечисленные в п. в) и г), непосредственно указывают на отсутствие дополнительного амплитудно-зависимого поглощения, связанного с АПЭ.

В ряде случаев, однако, сведения о поведении структурного внутреннего трения дают определенную информацию о физических механизмах АПЭ. В частности, данные работ [98,102,104,105,162] однозначно опровергают концепцию локального разогрева [175] как причины АПЭ (подробнее см. [104]). По данным АЗВТ сделан вывод и о различии в условиях деформационного старения механизмов АПЭ при активном деформировании и при ползучести [103]: в первом случае — увеличение подвижности существующих носителей деформации, а во втором случае — увеличение количества этих носителей под действием колебательной нагрузки.

Эксперименты по одновременной регистрации АЗВТ и АПЭ дают дополнительную информацию и по такому вопросу, как взаимосвязь АЗВТ и макроскопической пластичности. Несмотря на достаточно долгую историю (начиная с [1,2]), вопрос до сих пор относится к разряду дискуссионных. В рамках моделей отрыва были высказаны две точки зрения. Бейкер экспериментально показал, что одни и те же величины средних скоростей движения дислокаций достигаются в акустических экспериментах при напряжениях, существенно меньших, чем в опытах по подвижности индивидуальных дислокаций. Был сделан вывод, что за дислокационный гистерезис, приводящий к АЗВТ, несут ответственность только такие слабые стопоры, которые на уровне макродеформации уже не могут быть эффективными препятствиями [176].

Противоположный вывод был сделан Кардашевым [177] на основании экспериментально наблюдаемого в ряде случаев качественного сход-

ства температурной зависимости напряжения макроскопического течения $\sigma_c(T)$ и зависимости амплитуды колебаний $\sigma_\delta(T)$, обеспечивающей постоянный уровень δ_h в экспериментах по АЗВТ. Согласно теории отрыва [178–180], зависимость $\sigma_\delta(T)$ соответствует (при изменении температуры) постоянной доле дислокаций, дающих вклад в гистерезисное поглощение.

Оба вывода были сделаны на основании косвенных данных и по существу носят характер гипотез. Более того, сами модели отрыва, в рамках которых были сделаны эти выводы, подвергаются серьезной критике [12, 181, 182]. В частности, нечувствительность АЗВТ к изменениям статической нагрузки в упругой области на свежedefормированных образцах [17, 76, 98] свидетельствует не в пользу теорий АЗВТ, основанных на модели Келера–Гранато–Люкке [11]. Действительно, приложение статической нагрузки должно облегчать отрыв дислокаций от точечных стопоров и тем самым приводить к изменению амплитудно-зависимых потерь. Если дислокационный гистерезис, приводящий к АЗВТ, формируется по моделям трения, то статическая нагрузка лишь смещает положение дислокаций, не меняя самого гистерезиса.

Тот факт, что АЗВТ и АПЭ в монокристаллах (за исключением случаев специальной ориентации [104]) начинают проявляться при одних и тех же амплитудах, показывает, что дислокационный гистерезис, приводящий к АЗВТ, происходит на тех же барьерах, которые являются эффективными препятствиями для движения дислокаций при макродеформировании. Данный вывод является обобщением гипотезы Кардашева [177] об одних и тех же точечных дефектах, тормозящих дислокации в микро- и макроопытах. С учетом критики моделей отрыва вид препятствий для дислокаций может не ограничиваться точечными дефектами. В принципе возможен весь спектр барьеров (вплоть до дальнедействующих полей внутренних напряжений), взаимодействие дислокаций с которыми приводит к возникновению АЗВТ в монокристаллах.

Возможно, что обнаруженная в экспериментах по АЗВТ и АПЭ общность барьеров для дислокаций при микро- и макродеформировании является основой для понимания закона подобия температурных зависимостей напряжений микро- и макротекучести. Под законом подобия здесь понимается не просто качественное сходство, а установленная в области низких температур для широкого класса кристаллов [182–184] прямая пропорциональность между температурными зависимостями напряжения течения $\sigma_c(T)$ и амплитуды колебаний $\sigma_\epsilon(T)$, соответствующей при АЗВТ экспериментах определенному (и весьма малому 10^{-10} – 10^{-8}) уровню дислокационной деформации. Однако вопрос о взаимосвязи закона подобия и одновременности проявления АЗВТ и АПЭ нельзя считать решенным.

Во-первых, данные на монокристаллах твердых растворов Cu–Ni [185] указывают на то, что подобия зависимостей напряжений σ_c и σ_ϵ от концентрации примеси (Ni) нет. Во-вторых, закон подобия температурных зависимостей σ_c и σ_ϵ хорошо выполняется в поликристаллах кремнистой бронзы [186]. С другой стороны, для поликристаллов считается установленным фактом [187], что на начальных стадиях микродеформирования происходит в отдельных независимых зернах, а переход к макродеформированию связан с кооперативным процессом передачи сдвига от зерна к зерну. Данные рис. 16, а также отсутствие подобия напряжений микро-

и макротекучести в зависимости от размера зерна [188] подтверждают различие механизмов на разных уровнях деформации в поликристаллах. Нужно отметить, однако, что данных по одновременной регистрации АЗВТ и АПЭ в поликристаллах явно недостаточно. Такие исследования могут дать дополнительную информацию как о роли границ зерен при микро- и макродеформировании, так и о том, в какой мере закон подобия температурных зависимостей напряжений микро- и макротекучести обусловлен общностью барьеров для дислокаций при квазистатических и акустических экспериментах.

Заключение

Диссипация энергии механических колебаний, регистрируемая непосредственно в процессе квазистатического пластического деформирования кристаллов, может быть обусловлена двумя механизмами дислокационной неупругости: структурным и динамическим. Анализ частотных, скоростных и амплитудных зависимостей позволяет разделить эти механизмы в эксперименте. При обычных скоростях деформирования (порядка 10^{-4} с^{-1}) динамическое внутреннее трение преобладает на низких частотах (ниже 10 кГц).

При исследовании амплитудно-зависимого внутреннего трения необходимо иметь в виду, что увеличение амплитуды колебаний начинает влиять на сам процесс деформации, вызывая АПЭ. Амплитудные зависимости динамического и структурного внутреннего трения кардинально различны. Это различие обусловлено тем, что АПЭ сильно влияет на динамическое внутреннее трение и слабо (или совсем не влияет) на структурное.

Материал, изложенный в обзоре, показывает, что данные о поведении внутреннего трения при деформировании используются для получения информации о механизмах пластичности. Из данных по динамическому внутреннему трению можно получать сведения о параметрах исходного уравнения процесса деформации, а также о смене механизмов движения дислокаций от термоактивированного преодоления препятствий к вязкому торможению. Следует учитывать, однако, что в существующих теориях динамического внутреннего трения на основные закономерности (пропорциональность декремента скорости деформирования и обратную пропорциональность частоте) слабо влияет вид исходного уравнения пластической деформации.

Структурное внутреннее трение, несомненно, более информативно. Данные о поведении структурного внутреннего трения в процессе деформирования позволяют получать сведения об эволюции дислокационной структуры в режиме *in situ*. Особенно это важно для материалов в условиях деформационного старения. Также *in situ* измерения важны при изучении влияния различных воздействий на процесс деформации, особенно когда воздействие носит обратимый характер и остаточные структурные изменения отсутствуют. Здесь можно привести примеры исследований фотопластического и акустопластического эффектов. Представляли бы интерес измерения внутреннего трения при электропластическом и магнитопластическом эффектах.

Завершая обзор, хочется подчеркнуть, что, несмотря на недостающую изученность отдельных вопросов, имеющийся материал по *in situ* иссле-

дованиям внутреннего трения показывает полезность и перспективность работ в этом направлении.

Автор выражает благодарность С.П.Никанорову и Б.И.Смирнову за интерес к работе, полезные дискуссии и ценные замечания при подготовке рукописи. Автор также признателен Ю.А.Буренкову, И.С.Головину, Б.К.Кардашеву, О.В.Клявину, С.Б.Кустову, Г.А.Малыгину, А.Е.Романову, К.В.Сапожникову за помощь в работе и плодотворные обсуждения.

Список литературы

- [1] Давиденков Н.Н. // ЖТФ. 1938. Т. 8. № 6. С. 483-499.
- [2] Read T.A. // Phys. Rev. 1940. V. 58. N 4. P. 371-380; Trans. Met. Soc. AIME. 1941. V. 143. P. 30-41.
- [3] Orowan E. // Proc. Phys. Soc. (London). 1940. V. 58. N 1. P. 8-22.
- [4] Förster F., Breitfeld H. // Z. Metallkunde. 1938. Bd 30. H. 9. S. 343-345.
- [5] De Batist R. Internal friction of structural defects in crystalline solids. North-Holland, Amsterdam, 1972. 477 p.
- [6] Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах: Пер. с англ. М., 1975. 472 с.
- [7] Постников В.С. Внутреннее трение в металлах. М., 1974. 352 с.
- [8] Криштал М.А., Головин С.А. Внутреннее трение и структура металлов. М., 1976. 376 с.
- [9] Никаноров С.П., Кардашев Б.К. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. М., 1985. 254 с.
- [10] Köhler J.S. // Imperfections in Nearly Perfect Crystals/ Ed. W.Shockley et al. New York, 1952. P. 197-212.
- [11] Granato A.V., Lücke K. // J. Appl. Phys. 1956. V. 27. N 6. P. 583-593.
- [12] Asano S. // J. Phys. Soc. Japan. 1970. V. 29. N 4. P. 952-963.
- [13] Alefeld F. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. N 9. P. 2642-2651.
- [14] Сокурский Ю.Н., Бобков Ю.В. // Атомная энергия. 1960. Т. 9. № 5. С. 392-398.
- [15] Feltham P. // Brit. J. Appl. Phys. 1966. V. 17. N 9. P. 1127-1130.
- [16] Постников В.С., Елькин Ю.М., Мешков С.И. // ФТТ. 1966. Т. 8. № 12. С. 3652-3654.
- [17] Baker G.S., Carpenter S.H. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 4. P. 1586-1591.
- [18] Kaiser G. // Z. Metallkunde. 1968. Bd 59. H. 7. S. 534-546.
- [19] Kaiser G., Pechhold W. // Acta Met. 1969. V. 17. N 4. P. 527-537.
- [20] Feltham P., Newman C.R. // J. Mat. Sci. 1969. V. 4. N 1. P. 170-173.
- [21] Мешков С.И., Косилов А.Т., Елькин Ю.М., Коротаев Е.А. // Механизмы внутреннего трения в полупроводниковых и металлических материалах. М., 1972. С. 75-79.
- [22] Münstedt H. // Z. Metallkunde. 1974. Bd 65. H. 8. S. 530-535.
- [23] Zhang J.X. // J. de Physique. 1981. V. 42. Suppl. N 10. P. C5-399-C5-404.
- [24] Shioiri J., Satoh K. // Conf. Ser. N 47. Institute of Physics. Bristol and London, 1979. P. 121-129.
- [25] Archbutt L. // Trans. Faraday Soc. 1921. V. 17. N 49. P. 22-35.
- [26] Blaha H., Langenecker B. // Naturwissenschaften. 1955. Bd 42. H. 20. S. 556-556.
- [27] Manjoine M.J. // Proc. ASTM. 1949. V. 49. P. 788-798.
- [28] Tanibayashi M. // Phys. Stat. Sol.(a). 1991. V. 128. N 1. P. 83-94.
- [29] Козлов А.В., Мордюк Н.С., Селицер С.И. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 6. С. 1818-1823.
- [30] Jonston W.G., Gilman J.J. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 2. P. 129-144.
- [31] Косилов А.Т., Кумицкий Б.М., Король В.Г. // Внутреннее трение в металлах, полупроводниках, диэлектриках и ферромагнетиках. М., 1978. С. 64-71.
- [32] Maringer R.E. // J. Appl. Phys. 1953. V. 24. N 12. P. 1525.
- [33] Kê T.S., Yung P.T., Chang C.Y. // Sci. Rec. Acad. Sinica. 1957. V. 1. N 4. P. 231-236.
- [34] Brook G.B., Sully A.H. // Acta Met. 1955. V. 3. N 5. P. 460-469.
- [35] Постников В.С., Елькин Ю.М. // Исследование сталей и сплавов. М., 1964. С. 376-379.
- [36] Постников В.С., Косилов А.Т., Коротаев Е.А., Мешков С.И. // ФММ. 1970. Т. 29. № 3. С. 655-657.
- [37] Зубехин В.П., Кумицкий Б.М. // Механизмы внутреннего трения в полупроводниковых и металлических материалах. М., 1972. С. 79-83.

- [38] Baruch J., Bodner S.R. // *Mat. Sci. Engineer.* 1974. V. 14. N 1. P. 81–87.
- [39] Bourges P., Gacougnolle J.L., Woirgard J., De Fouquet J. // *Rev. Phys. Appl.* 1978. V. 13. N 1. P. 1–3.
- [40] Bonetti E., Evangelista E., Gondi P. // *Phys. Stat. Sol.(a)*. 1977. V. 44. N 1. P. K31–K33.
- [41] Bonetti E., Evangelista E., Gondi P. // *Phys. Stat. Sol.(a)*. 1981. V. 63. N 2. P. 645–653.
- [42] Bonetti E., Castellani L., Evangelista E., Gondi P. // *J. de Phys.* 1981. V. 42. Suppl. N 10. P. C5–433–C5–438.
- [43] Bonetti E., Castellani L., Gondi P. // *Acta Met.* 1983. V. 31. N 10. P. 1689–1696.
- [44] Bonetti E., Gondi P., Sili A. // *J. de Phys.* 1983. V. 44. Suppl. N 12. P. C9–785–C9–790.
- [45] Gondi P., Sili A. // *Proc. 9th Int. Conf. Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids* / Ed. T.S. Kè. Oxford, 1990. P. 409–412.
- [46] Kong Q.P., Shan B. // *Ibid.* P. 419–422.
- [47] Pechhold W., Münstedt H. // *Proc. 1th Int. Symp. High-Power Ultrasonics, Graz, Austria, Sept. 1970.* Guilford, IPC Sci. Technol. Press, 1972. P. 66–71.
- [48] Engel U., Kaiser G., Münstedt H., Pechhold W. // *Z. Metallkunde.* 1968. Bd 59. H. 8. S. 632–635.
- [49] Friedrich R., Kaiser G., Pechhold W. // *Z. Metallkunde.* 1968. Bd 59. H. 12. S. 910–916.
- [50] Laun H.M., Friedrich R. // *Z. Metallkunde.* 1973. Bd 64. H. 2. S. 129–136.
- [51] Friedrich R., Pechhold W. // *Z. Metallkunde.* 1973. Bd 64. H. 3. S. 182–189.
- [52] Косилов А.Т., Сафонов И.А., Золотухин И.В. // *ФНТ.* 1979. Т. 5. № 2. С. 201–204.
- [53] Зубехин В.П., Новокрещенцев П.Д., Попов В.И. // *ФММ.* 1968. Т. 26. № 4. С. 766–767.
- [54] Kamel R., Bessa F.A. // *Brit. J. Appl. Phys.* 1963. V. 14. N 7. P. 459–462.
- [55] Yamane T., Takahashi Y., Hatano K. // *J. de Phys.* 1981. V. 42. Suppl. N 10. P. C5–481–C5–485.
- [56] Криштал М.А., Харитонов А.Н. // *Проблемы прочности.* 1971. № 5. С. 35–38.
- [57] Benoit W., Riviere A., Woirgard J. // *J. de Phys.* 1987. V. 48. Suppl. N 12. P. C8–299–C8–304.
- [58] Вадалян В.Г., Казанцев В.Ф. // *ФММ.* 1978. Т. 45. № 6. С. 1308–1310.
- [59] Гарбер Р.И., Могильникова Т.Т. // *Релаксационные явления в металлах и сплавах.* М., 1960. С. 178–188.
- [60] Alefeld G., Filloux J., Harper H. // *Dislocation Dynamics* / Ed. A.R. Rosenfeld et al. New York, 1968. P. 191–206.
- [61] Zoninashvili V.V., Naskidashvili I.A., Messerschmidt U., Melik-Shakhnazarov V.A., Yastrebova N.M., Kolesnikova L.M. // *Phys. Stat. Sol.(a)*. 1983. V. 75. N 2. P. K205–K208.
- [62] Fantozzi G., Esnouf C., Benoit W., Ritchie I.G. // *Progr. Mat. Sci.* 1982. V. 27. N 3–4. P. 311–451.
- [63] Iwasaki K. // *Phys. Stat. Sol.(a)*. 1987. V. 101. N 1. P. 97–104.
- [64] Cochardt A.W. // *J. Appl. Phys.* 1954. V. 25. N 5. P. 670–673.
- [65] De Morton M.E. // *Phil. Mag.* 1961. V. 6. N 67. P. 825–831.
- [66] Владимирова Н.Н., Дунаев Ф.Н., Яковлев Г.П. // *Внутреннее трение в металлах, полупроводниках, диэлектриках и ферромагнетиках.* М., 1978. С. 202–205.
- [67] Головин И.С., Канунникова И.Ю. // *МиТОМ.* 1993. № 7. С. 35–38.
- [68] Шаршаков И.М., Агапитова Н.В., Артеменко А.Г., Евсюков В.А., Гаршина М.Н. // *Внутреннее трение в металлах, полупроводниках, диэлектриках и ферромагнетиках.* М., 1978. С. 59–64.
- [69] Лихачев В.А., Кузьмин С.Л., Каменцева З.П. *Эффект памяти формы.* Л., 1987. 216 с.
- [70] Евсюков В.А., Агапитова Н.В., Гаршина М.Н., Шаршаков И.М., Туркова Г.С. // *ФММ.* 1979. Т. 47. № 1. С. 136–139.
- [71] Гаршина М.Н., Агапитова Н.В., Евсюков В.А., Шаршаков И.М. // *Внутреннее трение в металлах и неорганических материалах.* М., 1982. С. 68–72.
- [72] Li J.H., Zhang J.X. // *J. de Phys.* 1985. V. 46. Suppl. N 12. P. C10–637–C10–640.
- [73] Евсюков В.А., Агапитова Н.В., Гаршина М.Н. // *Внутреннее трение в исследовании металлов, сплавов и неорганических материалов.* М., 1989. С. 185–187.
- [74] Матвеев В.В. *Демпфирование колебаний деформируемых тел.* Киев, 1985. 264 с.
- [75] Матвеев В.В., Ярославский Г.Я., Чайковский Б.С., Кондратьев С.Ю. *Сплавы высокого демпфирования на медной основе.* Киев, 1986. 208 с.
- [76] Кустов С.Б., Голядин С.Н., Кардашев Б.К. // *ФТТ.* 1988. Т. 30. № 7. С. 2167–2176.

- [77] Зониашвили В.В., Наскидашвили И.А., Мелик-Шахназаров В.А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 161-166.
- [78] Зониашвили В.В., Наскидашвили И.А., Мелик-Шахназаров В.А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 3. С. 763-767.
- [79] Parè V.K. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 3. P. 332-340.
- [80] Зониашвили В.В., Мессершмидт У., Мелик-Шахназаров В.А., Наскидашвили И.А., Ястребова Н.М. // ПТЭ. 1984. № 6. С. 175-178.
- [81] Baker G.S. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. N 8. P. 2983-2984.
- [82] Baker G.S. // J. Appl. Phys. 1957. V. 28. N 6. P. 734-737.
- [83] Marx J. // Rev. Sci.Instrum. 1951. V. 22. N 7. P. 503-509.
- [84] Челноков В.А., Кузьмин Н.Л. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 10. С. 3166-3168.
- [85] Смирнов Б.И., Челноков В.А., Кузьмин Н.Л. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 2. С. 519-524.
- [86] Quist O.P., Carpenter S.H. // Acta Met. 1975. V. 23. N 3. P. 321-328.
- [87] Baker G.S., Carpenter S.H. // Rev. Sci.Instrum. 1965. V. 36. N 1. P. 29-31.
- [88] Baker G.S., Carpenter S.H. // Trans. AIME. 1966. V. 236. N 5. P. 700-702.
- [89] Carpenter S.H. // Acta Met. 1968. V. 16. N 1. P. 73-79.
- [90] Казанцев В.Ф., Сергеева К.Я. // ДАН СССР. 1979. Т. 248. № 4. С. 847-850.
- [91] Кулемин А.В. // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 5. С. 735-740.
- [92] Ohgaku T., Takeuchi N. // Phys. Stat. Sol.(a). 1988. V. 105. N 1. P. 153-159.
- [93] Хохлов Т.Г., Кардашев Б.К., Костыгов А.С., Никаноров С.П., Пеллер В.В., Регель В.Р. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. № 7. С. 1388-1391.
- [94] Иванов В.И., Воробьев М.А., Кардашев Б.К., Никаноров С.П., Пеллер В.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. № 2. С. 337-339.
- [95] Лебедев А.Б., Кустов С.Б., Кардашев Б.К. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 10. С. 3169-3171.
- [96] Лебедев А.Б., Кустов С.Б., Кардашев Б.К. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 3. С. 890-892.
- [97] Lebedev A.B., Kardashev B.K. // Abstr. 10 European Crystallographic Meeting (ECM-10). Wroclaw, 1986. P. 386-387.
- [98] Лебедев А.Б., Кустов С.Б., Кардашев Б.К. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 62-68.
- [99] Лебедев А.Б. // Внутреннее трение в исследовании металлов, сплавов и неметаллических материалах. М., 1989. С. 248-253.
- [100] Лебедев А.Б., Кустов С.Б., Кардашев Б.К. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 9. С. 2915-2921.
- [101] Лебедев А.Б., Кустов С.Б., Воинова О.А., Кардашев Б.К. // Ультразвуковые колебания и их влияние на механические характеристики конструкционных материалов. Киев, 1986. С. 71-75.
- [102] Лебедев А.Б., Кустов С.Б., Кардашев Б.К., Никаноров С.П. // Дислокационная структура в металлах и сплавах и методы ее исследования. Тула, 1987. С. 118-121.
- [103] Лебедев А.Б., Кустов С.Б., Кардашев Б.К. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 12. С. 3563-3569.
- [104] Лебедев А.Б., Буренков Ю.А., Голубенко Т.И. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 2. С. 420-430.
- [105] Иванов В.И., Доброумов С.М., Кардашев Б.К., Кустов С.Б., Лебедев А.Б., Никаноров С.П. // Механизмы повреждаемости и прочность гетерогенных материалов. Л., 1985. С. 185-188.
- [106] Сапожников К.В., Кустов С.Б., Копаня П., Пилецки Ш. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 1. С. 83-90.
- [107] Буренков Ю.А., Иванов В.И., Кардашев Б.К. // ПТЭ. 1979. № 5. С. 210-212.
- [108] Лебедев А.Б., Бахолдин С.И., Иванов В.И., Кардашев Б.К. // Внутреннее трение в металлах и неорганических материалах. М., 1982. С. 35-39.
- [109] Alers G.A. // Phys. Rev. 1955. V. 97. N 4. P. 863-869.
- [110] Hikata A., Truell R., Granato A., Chick B., Lücke K. // J. Appl. Phys. 1956. V. 27. N 4. P. 396-404.
- [111] Hikata A., Truell R. // J. Appl. Phys. 1957. V. 28. N 5. P. 522-523.
- [112] Truell R., Bayer R. // Phys. Rev. 1958. V. 110. N 5. P. 1206-1207.
- [113] Hikata A., Tutumi M. // J. Phys. Soc. Japan. 1959. V. 14. N 5. P. 687-688.
- [114] Hikata A., Chick B., Elbaum C., Truell R. // Acta Met. 1962. V. 10. N 4. P. 423-429.
- [115] Труэлл Р., Элбаум Ч., Хиката А. Физическая акустика / Под ред. У.Мэзона. М., 1969. Т. 3: Ч. А. С. 236-262.
- [116] Swanson R.A., Green R.E., Jr. // Trans. AIME. 1964. V. 230. N 6. P. 1390-1394.
- [117] Sachse W., Green R.E., Jr. // J. Phys. Chem. Sol. 1970. V. 31. N 8. P. 1955-1961.
- [118] Vincent A., Djeroud S., Fougères R. // J. de Phys. 1987. V. 48. Suppl. N 12. P. C8-203-C8-208.
- [119] Koss D.A., Gordon R.B. // Trans. AIME. 1966. V. 236. N 5. P. 658-663.

- [120] Okada T., Suita T. // *J. Phys. Soc. Japan*. 1963. V. 18. Suppl. 1. P. 135-140.
- [121] De Rosset W.S., Granato A. // *J. Appl. Phys.* 1970. V. 41. N 10. P. 4105-4117.
- [122] Коровкин Е.В., Сойфер Я.М. // *ФТТ*. 1971. Т. 13. № 12. С. 3709-3710.
- [123] Ермаков Г.А., Коровкин Е.В., Сойфер Я.М. // *ФТТ*. 1973. Т. 15. № 6. С. 1911-1913.
- [124] Ермаков Г.А., Коровкин Е.В., Сойфер Я.М. // *ФТТ*. 1974. Т. 16. № 6. С. 1756-1760.
- [125] Коровкин Е.В., Сойфер Я.М. // *Проблемы прочности*. 1974. № 2. С. 112-114.
- [126] Петченко А.М., Мозговой В.И., Сиренко А.Ф., Урусовская А.А. // *ФТТ*. 1989. Т. 31. № 6. С. 127-130.
- [127] Петченко А.М., Строилова Д.Л. // *ФТТ*. 1991. Т. 33. № 3. С. 938-940.
- [128] Chiao W.F., Gordon R.B. // *Trans. AIME*. 1965. V. 233. N 6. P. 1164-1172.
- [129] Koss D.A., Gordon R.B. // *Trans. AIME*. 1966. V. 236. N 8. P. 1185-1193.
- [130] Rosinger H.E., Craig G.B., Bratina W.J. // *Phil. Mag.* 1972. V. 25. N 9. P. 1331-1343.
- [131] Truell R., Granato A. // *J. Phys. Soc. Japan*. 1963. V. 18. Suppl. 1. P. 95-101.
- [132] Lenz D., Edenhofer B., Lücke K. // *Scripta Met.* 1971. V. 5. N 5. P. 387-394.
- [133] Scorey C.R. // *Phil. Mag.* 1970. V. 21. N 172. P. 723-734.
- [134] Granato A., Hikata A., Lücke K. // *Acta Met.* 1958. V. 6. N 7. P. 470-480.
- [135] Bratina W.J., Mills D. // *Acta Met.* 1962. V. 10. N 4. P. 419-422.
- [136] Криштал М.А., Головин С.А., Троицкий И.В. // *ФММ*. 1973. Т. 35. № 3. С. 632-639.
- [137] Головин С.А., Лавыдов В.В. // *Проблемы прочности*. 1975. № 6. С. 93-96.
- [138] Жуков С.В., Терминасов Ю.С. // *ФММ*. 1979. Т. 47. № 3. С. 620-625.
- [139] Vincent A., Perez J., Gobin P.F. // *Proc. 6th Int. Conf. Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids / Ed. R.R.Hasiguti. Tokyo, 1977. P. 717-721.*
- [140] Vincent A., Reihani S.M.S., Perez J. // *Phys. Stat. Sol.(a)*. 1977. V. 39. N 2. P. 651-660.
- [141] Vincent A., Reihani S.M.S., Fantozzi G., Perez J. // *J. de Phys.* 1981. V. 42. Suppl. N 10. P. C5-393-C5-398.
- [142] Гиндин И.А., Неклюдов И.М., Рабухин В.Б. // *ФТТ*. 1967. Т. 9. № 6. С. 1802-1804.
- [143] Pinatti D.G., Roberts J.M. // *Proc. 6th Int. Conf. Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids / Ed. R.R.Hasiguti. Tokyo, 1977. P. 593-597.*
- [144] Deterre Ph., Peguin P., Vanoni F. // *Rev. Phys. Appl.* 1979. V. 14. N 9. P. 807-813.
- [145] Vincent A., Perez J. // *Phil. Mag.* 1979. V. 40. N 3. P. 377-397.
- [146] Gremaud G., Benoit W. // *J. de Physique*. 1981. V. 42. Suppl. N 10. P. C5-369-C5-374.
- [147] Gremaud G. // *J. de Physique*. 1981. V. 42. Suppl. N 10. P. C5-1141-C5-1146.
- [148] Omri M., Vincent A. // *Phys. Stat. Sol.(b)*. 1985. V. 130. N 2. P. 547-560.
- [149] Gremaud G., Bujard M. // *J. de Physique*. 1985. V. 46. Suppl. N 12. P. C10-315-C10-320.
- [150] Gremaud G., Bujard M., Benoit W. // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 61. N 5. P. 1795-1805.
- [151] Bujard M., Gremaud G., Benoit W. // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 62. N 8. P. 3173-3183.
- [152] Benoit W., Bujard M., Gremaud G. // *Phys. Stat. Sol.(a)*. 1987. V. 138. N 1. P. 427-441.
- [153] Becker C., Lenz D., Lücke K. // *J. de Physique*. 1987. V. 48. Suppl. N 12. P. C8-137-C8-142.
- [154] Becker C., Lenz D., Lücke K. // *J. de Physique*. 1987. V. 48. Suppl. N 12. P. C8-293-C8-298.
- [155] Vincent A., Hamel A., Chicois J., Fougères R. // *J. de Physique*. 1985. V. 46. Suppl. N 12. P. C10-321-C10-324.
- [156] Pan Z.L., Li G.G. // *J. de Physique*. 1985. V. 46. Suppl. N 12. P. C10-329-C10-332.
- [157] Chicois J., Fougères R., Guichon G., Hamel A., Vincent A. // *Acta Met.* 1986. V. 34. N 11. P. 2157-2170.
- [158] Zhu Zh.G., Fie G.G. // *Proc. 9th Int. Conf. Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids / Ed. T. S. Ké. Oxford, 1990. P. 423-426.*
- [159] Charvieux F., Fougères R., Vincent A. // *Materials Sciences Forum*. 1993. V. 119-121. P. 215-220.
- [160] Базельюк Г.А.; Запорожец О.И., Мордюк Н.С. // *УФЖ*. 1969. Т. 14. № 9. С. 1552-1552.
- [161] Базельюк Г.А., Запорожец О.И., Мордюк Н.С. // *Металлофизика*. 1970. № 30. С. 94-102.
- [162] Mignogna R.B., Green R.E., Jr. // *Rev. Sci. Instrum.* 1979. V. 50. N 10. P. 1274-1277.
- [163] Shioiri J., Satoh K. // *Conf. Ser. N 21. Institute of Physics. Bristol and London, 1974. P. 154-162.*
- [164] Shioiri J., Satoh K. // *Conf. Ser. N 70. Institute of Physics. Bristol and London, 1984. P. 89-96.*
- [165] Shioiri J., Satoh K. // *J. de Physique*. 1985. V. 46. Suppl. N 8. P. C5-3-C5-10.

- [166] Shioiri J., Sakino K. // *J. de Physique*. 1987. V. 48. Suppl. N 12. P. C8-197-C8-202.
- [167] Чен Х.И., Бао С.К., Васильев Л.И. // *ДАН СССР*. 1958. Т. 118. № 3. С. 485-487.
- [168] Сокурский Ю.Н., Бобков Ю.В. // *Атомная энергия*. 1960. Т. 8. № 4. С. 348-353.
- [169] Варюхин В.Н., Голубенко Т.И., Дацко О.И. // *Укр. физ. журн*. 1986. Т. 31. № 9. С. 1397-1402.
- [170] Голубенко Т.И., Дацко О.И. // *ФММ*. 1986. Т. 62. № 3. С. 603-610.
- [171] Boas W., Honeycomb W.K. // *Proc. Royal Soc.(London)*. 1947. V. A188. N 1015. P. 427-439.
- [172] Малыгин Г.А., Лихачев В.А. // *Заводская лаборатория*. 1966. Т. 32. № 3. С. 335-347.
- [173] Olson E.C., Maringer R.E., Marsh L.L., Manning G.K. // *NASA Memo*. 1959. 3-3-59W (цитируется по [15]).
- [174] Логинов Б.М., Дегтярев В.Т., Тяпунина Н.А. // *Кристаллография*. 1987. Т. 32. № 4. С. 967-971.
- [175] Langenecker B. // *IEEE Trans. Sonic and Ultrason*. 1966. V. SU-13. N 1. P. 1-9.
- [176] Baker G.S. // *J. Appl. Phys*. 1962. V. 33. N 5. P. 1730-1732.
- [177] Кардашев Б.К. // *ФТТ*. 1977. Т. 19. № 8. С. 2490-2497.
- [178] Indenbom V.L., Chernov V.M. // *Phys. Stat. Sol.(a)*. 1972. V. 14. N 1. P. 347-354.
- [179] Schwarz R.B., Granato A.V. // *Phys. Rev. Letters*. 1975. V. 34. N 18. P. 1174-1177.
- [180] Granato A.V., Lücke K. // *J. Appl. Phys*. 1981. V. 52. N 12. P. 7136-7142.
- [181] Ivanov V.I., Kardashev B.K., Kustov S.B., Lebedev A.B., Nikanorov S.P. // *Proc. 9th Int. Conf. Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids (ICIFUAS-9) / Ed. T. S. Kè. IAP-Pergamon, Oxford, 1990. P. 159-162.*
- [182] Лебедев А.Б. // *ФТТ*. 1992. Т. 34. № 6. С. 1889-1896.
- [183] Лебедев А.Б., Кустов С.Б. // *ФТТ*. 1987. Т. 29. № 3. С. 915-918.
- [184] Lebedev A.B., Kustov S.B. // *Phys. Stat. Sol.(a)*. 1989. V. 116. N 2. P. 645-656.
- [185] Nishino Y., Okada Y., Asano S. // *Phys. Stat. Sol.(a)*. 1989. V. 129. N 2. P. 409-419.
- [186] Pilecki S., Ivanov V.I., Lebedev A.B. // *Proc. 9th Int. Conf. Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids (ICIFUAS-9) / Ed. T. S. Kè. IAP-Pergamon, Oxford, 1990. P. 583-586.*
- [187] Дударев Е.Ф. *Микропластическая деформация и предел текучести поликристаллов*. Томск, 1988. 256 с.
- [188] Goto H., Nishino Y., Asano S. // *J. Japan Inst. Metals*. 1991. V. 55. N 8. P. 848-852.

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

Поступило в Редакцию
28 апреля 1993 г.