

УДК 669.71:539.382:620.179.17

С.В. МАКАРОВ*, В.А. ПЛОТНИКОВ*, А.И. ПОТЕКАЕВ**, *

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ И АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ АЛЮМИНИЯ В СЛАБОУСТОЙЧИВОМ СОСТОЯНИИ

При высокотемпературном механическом нагружении алюминия в слабоустойчивом состоянии деформация проявляется в виде макроскопических скачков. Анализ энергии активации температурнозависимой деформации и акустической эмиссии свидетельствует, что в ходе накопления деформации протекают контролируемые диффузией процессы, приводящие к квазипериодическому скачкообразному накоплению деформации и квазипериодическому следованию высокоамплитудных сигналов акустической эмиссии. Активационный объем элементарного деформационного акта экспоненциально растет с повышением температуры, свидетельствуя об увеличении масштаба кооперативных атомных смещений и проявлении локального слабоустойчивого состояния или неустойчивости кристаллической решетки. Макроскопический характер деформационного скачка свидетельствует о корреляции элементарных деформационных актов.

Ключевые слова: конденсированное состояние вещества, слабоустойчивое состояние, структура, деформация, структурная перестройка.

Введение

Слабоустойчивое состояние металлических материалов обуславливается, как правило, особым состоянием атомной подсистемы сплавов, претерпевающих, например, мартенситные превращения. Традиционно такие состояния связывают с аномально низкими упругими модулями, что обусловлено смягчением фононных мод вблизи мартенситного перехода, например $B2 \rightarrow B19'$ в никелиде титана [1]. Наличие мягких сдвиговых мод $\{110\} \langle 110 \rangle$ приводит к сдвиговой неустойчивости решетки $B2$ -фазы и снижению напряжения мартенситного сдвига, например в $Au-Cd$ [1, 2]. При этом кооперативная перестройка кристаллической решетки не требует разрыва межатомных связей. Однако существует широкий круг явлений, для реализации которых необходим разрыв межатомных связей: процессы диффузии, трещинообразования, пластической деформации и другие. В этих процессах и явлениях особое состояние системы, именуемое слабоустойчивым, может быть связано с состоянием атомного ансамбля в поле механических напряжений и тепловых флуктуаций, совместное действие которых позволяет преодолеть потенциальный барьер процесса [3, 4]. Моделирование таких флуктуаций в атомной системе позволило установить, что сильная флуктуация энергии атомов может представлять собой достаточно устойчивое, динамическое состояние [5–11]. Особенностью тепловых колебаний атомов являются «динамические коллективные (кооперативные) атомные смещения», представляющие собой упорядоченные смещения групп атомов [11, 12]. Внешнее механическое нагружение металлов (например, медь, никель, алюминий) сопровождается увеличением концентрации динамических коллективных смещений и изменением энтальпии активации диффузионных процессов [11–13].

В случае механического напряжения и температуры среднее время ожидания элементарного акта разрыва связи зависит от эффективной величины потенциального барьера, преодоление которого осуществляется термофлуктуационным путем [4, 14, 15]. При этом эффективный порог активации может значительно снижаться (вплоть до нуля), характеризуя особое состояние атомного ансамбля. В таком состоянии кристаллической решетки пластическое течение связано с этим особым слабоустойчивым состоянием, включающим и локальную потерю сдвиговой устойчивости в зоне действия концентраторов напряжений [3], когда движение дислокационного сегмента осуществляется надбарьерно атермическим путем.

В настоящее время считается очевидным, что пластическое течение, особенно большие пластические деформации, не может быть описано как аддитивный вклад отдельных дислокаций [16]. В условиях слабоустойчивого к внешним воздействиям состояния кристаллической структуры взаимодействие структурных дефектов приобретает определяющую роль в эволюции структуры. Эксперименты по деформированию металлов свидетельствуют [17], что в ходе пластической де-

формации в направлении растяжения распространяются очаги деформации, в которых локализовано пластическое течение.

Локализация слабоустойчивого (или неустойчивого) состояния кристаллической структуры при пластической деформации для классической трехстадийной зависимости «механическое напряжение – относительная деформация» обычно связывается с процессом самоорганизации дислокаций, проявляющейся в формировании линий и полос скольжения [18, 19]. Это означает, что деформационное поведение материалов свидетельствует о возникновении локальной слабой устойчивости (или неустойчивости) атомной системы в условиях механического нагружения, своеобразно (в виде иерархически взаимосвязанных коррелированных событий) проявляющейся на разных стадиях пластической деформации. Сопровождающая эволюцию структуры акустическая эмиссия отражает процессы самоорганизации, характеризует слабую устойчивость (или неустойчивость) и элементарные процессы в атомной подсистеме при внешнем воздействии. Скачкообразная деформация и связанные с ней акустические импульсы свидетельствуют о пространственно-временной упорядоченности движения дефектов [20]. Обнаруженные при высокотемпературной деформации алюминия [21, 22] макроскопические деформационные скачки и аномально высокоамплитудные сигналы акустической эмиссии следует проанализировать с позиций слабой устойчивости (или потери устойчивости) кристаллической решетки и корреляции элементарных деформационных актов в области локализации пластического течения. В данной работе представлены результаты проведенного эксперимента и анализа, прежде всего, активационных параметров пластической деформации путем исследования акустических и деформационных эффектов в алюминии при высоких температурах.

Методика экспериментов

В случае механического напряжения и температуры [4, 14] среднее время ожидания элементарного акта разрыва связи зависит от эффективной величины потенциального барьера $U(\sigma) = U_0 - \gamma\sigma$, преодоление которого осуществляется термофлуктуационным путем:

$$\tau(\sigma, T) = \tau \exp[U(\sigma) / kT]. \quad (1)$$

Величина U_0 для каждого металла является константой, а параметр γ может меняться в широких пределах и на порядки величины превосходить атомный объем [15]. Слагаемое $\gamma\sigma$ представляет работу внешних сил, локализованных на малом атомном ансамбле, и может меняться в широких пределах. Эффективный порог активации $U(\sigma)$ может значительно снижаться вплоть до нуля, характеризуя особое надбарьерное состояние атомного ансамбля. В таком состоянии кристаллической решетки пластическое течение связано с локальной слабой устойчивостью (или потерей устойчивости) относительно сдвига в зоне действия концентраторов напряжений [3], когда движение дислокационного сегмента осуществляется надбарьерно атермическим путем.

Объектом исследования был выбран алюминий технической чистоты, а экспериментальные действия представляли собой термомеханическое циклирование образцов путем изменения температуры при постоянном сдвиговом механическом напряжении или изменении напряжения при постоянной температуре. Циклическое изменение температуры осуществлялось в интервале от комнатной и до температуры плавления алюминия, а циклическое изменение механического напряжения – до величин, включающих предел текучести. Регистрировали температуру, величину накопленной деформации, среднеквадратичное напряжение акустической эмиссии, механическое напряжение. Экспериментальная установка, особенностью которой является приложение к образцу с помощью подвижного захвата сдвигового механического напряжения, описана ранее [21].

Экспериментальные результаты

Экспериментальные данные по накоплению деформации при нагреве образцов до 640 °С в условиях механического нагружения приведены на рис. 1 и 2. В отожженном образце при напряжении 6,5 МПа (рис. 1) накопление деформации начинается уже примерно от 170 °С, причем ее величина монотонно возрастает до 0,35 % при нагреве до 640 °С. При напряжении 18,7 МПа (рис. 2) монотонное накопление сопровождается скачками. Из приведенных данных следует, что в ходе термических циклов при механических напряжениях (до половины предела текучести) наблюдается монотонное накопление деформации. Монотонный характер деформации коррелирует с монотонным характером акустической эмиссии. При напряжениях, превышающих половину предела текучести, монотонный характер деформации нарушается, появляются деформационные

скачки, сопровождаемые единичными акустическими сигналами. При нагрузке вблизи предела текучести каждый цикл сопровождается аномально большими деформационными скачками (величиной до 0,5 %), которые коррелируют с высокоамплитудными акустическими сигналами, величина которых может достигать 1 мкВ. При нагрузках выше предела текучести циклы с монотонным и немонотонным накоплением деформации, соответственно сопровождаемые монотонной и немонотонной акустической эмиссией, периодически повторяются.

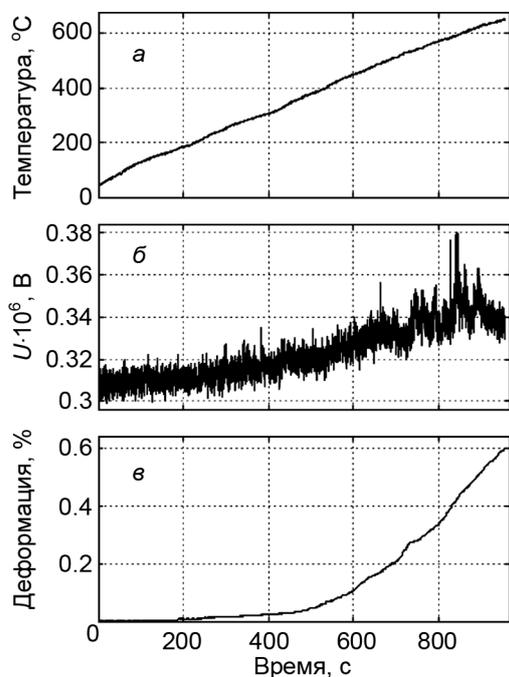


Рис. 1. Изменение температуры (а), монотонный характер акустической эмиссии (б) и монотонное накопление деформации (в) при нагреве в условиях нагружения (напряжение 6,5 МПа)

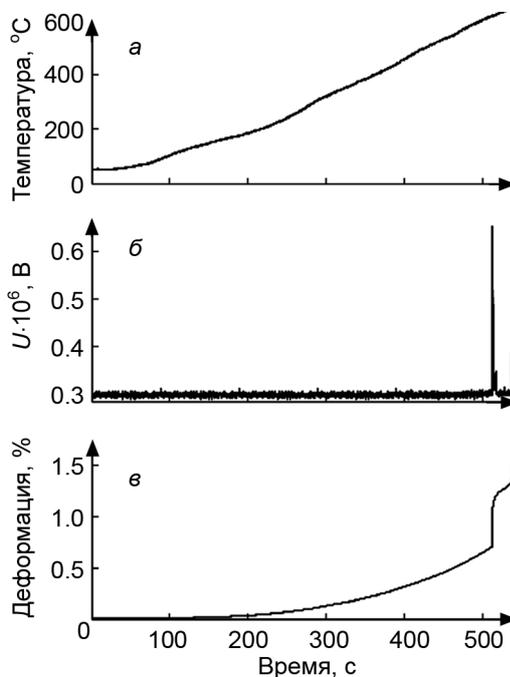


Рис. 2. Изменение температуры (а), акустические импульсы (б), коррелирующие со скачкообразным характером накопления деформации (в) при нагреве в условиях нагружения (напряжение 18,7 МПа)

При изотермическом нагружении (рис. 3) также наблюдаются импульсы акустической эмиссии, коррелирующие с немонотонным характером накопления деформации (на вставках рис. 3, б, г хорошо разрешаются деформационные скачки).

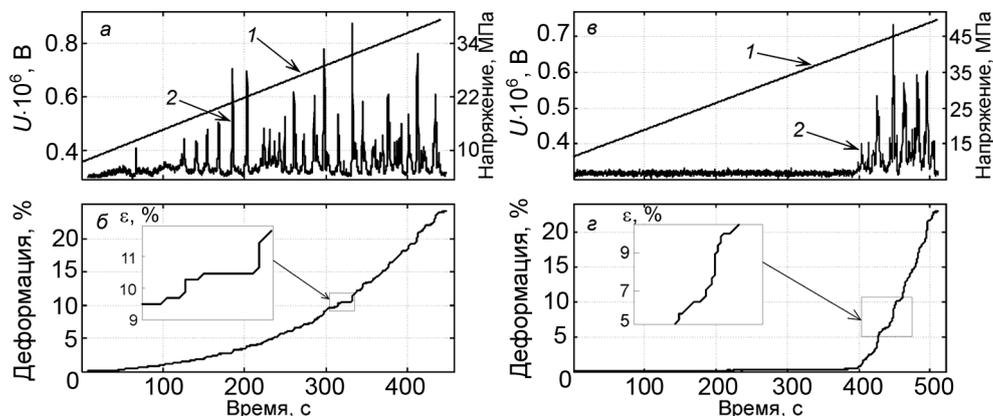


Рис. 3. Импульсный характер акустической эмиссии (а, в) в условиях макроскопически монотонного накопления деформации (б, г) в изотермическом термомеханическом цикле. Температура в циклах 100 °С. Вставки характеризуют немонотонный характер накопления деформации в изотермическом цикле: кр. 1 – кривая нагружения, кр. 2 – зависимость среднеквадратичного напряжения акустической эмиссии от времени

Повторение изотермического цикла сопровождается появлением монотонного участка накопления деформации примерно до 400 °С, деформационные скачки локализованы в температурном интервале выше 400 °С. В этом же интервале локализованы импульсы акустической эмиссии.

Активационные параметры высокотемпературной деформации

При описании высокотемпературной деформации важную роль играют активационные параметры, для определения которых в случае разрыва межатомных связей необходимо [4] зарегистрировать любой кинетический процесс как зависящий от температуры или механического напряжения. В качестве такого процесса может выступать, например, изменение скорости деформации в зависимости от температуры или механического напряжения [23, 24]:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d\varepsilon_0}{dt} \exp\left(-\frac{\Delta H_0 - \sigma b \Delta B}{RT}\right). \quad (2)$$

Здесь $d\varepsilon/dt$ – скорость деформации; $d\varepsilon_0/dt$ – предэкспоненциальный множитель; ΔH_0 – истинная энтальпия активации; σ – механическое напряжение, локализованное на малом атомном фрагменте объемом $b\Delta B$, b – вектор Бюргерса, ΔB – площадь активации (площадь, замечаемая дислокационным фрагментом при смещении на вектор Бюргерса). Согласно (2), для определения эффективной энергии активации необходимо регистрировать скорость накопления деформации в зависимости от температуры при постоянном механическом напряжении, а для определения объема активации – скорость накопления деформации в зависимости от механического напряжения при постоянной температуре.

Анализ активационных параметров процессов высокотемпературной деформации алюминия проведем, основываясь на предположении, что квадрат среднеквадратичного напряжения акустической эмиссии (параметр J) в ходе деформации также подчиняется экспоненциальной зависимости [21]

$$\frac{dJ}{dt} \approx \frac{dJ_0}{dt} \exp\left(-\frac{\Delta H_0}{RT}\right) \exp\left(\frac{\sigma b \Delta B}{RT}\right). \quad (3)$$

Если длительность акустического сигнала t , а среднеквадратичное напряжение U , то величина J может быть рассчитана как $J = \sum U^2_i \Delta t_i$, где Δt_i – малый интервал времени, в котором среднеквадратичное напряжение считается постоянным.

Представляя экспериментальные данные в координатах $(\ln U^2 - 10^3/T)$ или $(\ln U^2 - \sigma)$, определим активационные параметры деформационного процесса. Несложно видеть на рис. 4, что экспериментальные точки лежат на прямой линии. Это позволяет определить активационные параметры процесса деформации с достаточной точностью.

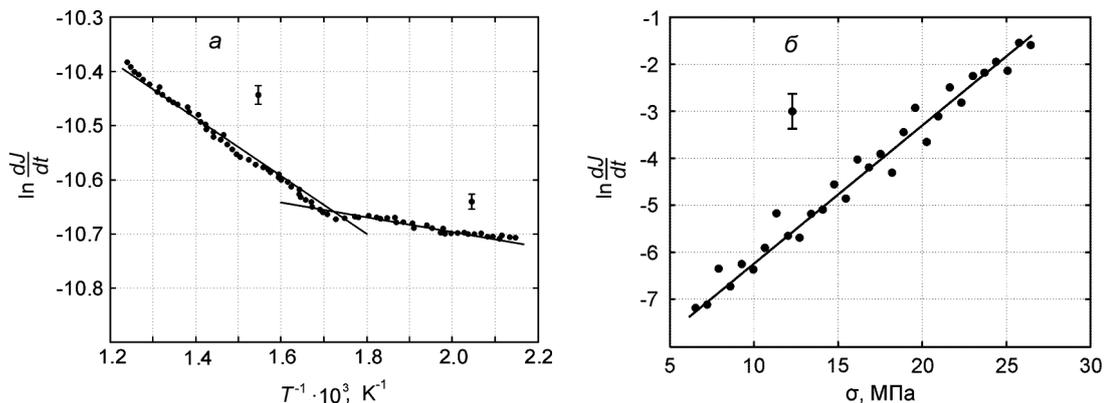


Рис. 4. Экспериментальные данные по акустической эмиссии в одном термомеханическом цикле: *а* – для определения энергии активации; *б* – для определения активационного объема

Отметим, что на зависимости $(\ln U^2 - 10^3/T)$ наблюдается два линейных участка, что свидетельствует о двух отличающихся процессах, контролирующих накопление деформации и ответственных за продуцирование акустических сигналов. В то же время на зависимости $(\ln U^2 - \sigma)$ –

один линейный участок, который подчеркивает постоянство активационного объема при температуре изотермического термомеханического цикла.

Рассмотрим внимательнее эффективную энергию активации и активационный объем высокотемпературной деформации алюминия.

Эффективная энергия активации. Из обобщенных данных зависимости эффективной энергии активации высокотемпературной деформации алюминия (высокотемпературный участок на рис. 4, а) от механического напряжения, приведенных на рис. 5, следует, что она имеет максимум. Такой вид зависимости свидетельствует о наличии двух элементарных процессов, контролирующих накопление деформации и продуцирование акустических сигналов в ходе высокотемпературного механического воздействия. Среди происходящих процессов, как можно полагать, следует выделить диффузионно-контролируемое переползание дислокаций и термически активируемые зернограничные процессы. На рис. 5 вставка иллюстрирует зависимость эффективного порога активации от напряжения в классическом представлении [25]. Следует отметить, что в обоих случаях снижение порога активации начинается примерно с 15 МПа. В рассматриваемом случае рост эффективного порога активации начинается примерно с 30 кДж/моль ($\sim 0,27$ эВ), максимальные значения порога активации составляют по величине ~ 160 кДж/моль ($\sim 1,5$ эВ). Это может свидетельствовать об изменении диффузии от контролирующей переползание дислокаций (преимущественно по границам зерен) к происходящей преимущественно по объему кристаллита.

Снижение энергии активации в интервале напряжений 15–30 МПа до 40–60 кДж/моль (0,36–0,55 эВ) свидетельствует, как можно полагать, о преобладании диффузионного массопереноса по границам зерен. В этом случае диффузия контролирует накопление деформации лишь за счет зернограничных процессов, к которым относят зернограничное проскальзывание, осуществляемое путем скольжения зернограничных дислокаций [26]. Зернограничное скольжение продолжается до тех пор, пока на тройных стыках не накопятся зернограничные дислокации, суммарный вектор Бюргерса которых будет равен вектору Бюргерса полной (решеточной) дислокации. В этом случае генерируется решеточная дислокация, которая пробегает по кристаллиту и поглощается смежной границей. Этот процесс прекращается тогда, когда в структуре кристаллита накапливаются дислокации, упругие поля которых противодействуют генерации дислокаций. При высокой температуре начинают превалировать процессы рекристаллизации, контролируемые диффузией. Процесс накопления деформации приобретает своеобразный квазипериодический характер, которому соответствует квазипериодическая акустическая эмиссия.

Активационный объем. Рассмотрим температурную зависимость активационного объема элементарного акта процесса накопления деформации (рис. 6). На основе приведенных данных можно полагать, что температурная зависимость активационного объема имеет экспоненциальный характер. Зависимость можно аппроксимировать экспоненциальной функцией вида

$$y = y_0 + A \exp(T/T_k), \quad (4)$$

где $y_0 = 0,47 \pm 0,12$, постоянный множитель $A = 0,0027 \pm 0,004$, $T_k = 130 \pm 29$. Коэффициент корреляции, равный 0,986, близок к единице. Размерность параметров A и y_0 совпадает с размерностью объема. Величина параметра y_0 на порядок превышает величину атомного объема, значение которого для твердых тел [15, 27] близко к $0,01 \text{ нм}^3$. Ясно, что температуры T и T_k определяют тепловую энергию kT (k – постоянная Больцмана) атомной системы. При $T = T_k$ слагаемое $A \exp(T/T_k)$ принимает значение $0,0073 \text{ нм}^3$, близкое по величине к атомному объему алюминия $0,0165 \text{ нм}^3$ [4, 27]. Получаемое из (4) значение активационного объема $0,0182 \text{ нм}^3$ близко по величине (с учетом погрешности параметра $A = 0,0027 \pm 0,004$) к значению атомного объема. Таким образом, температура T_k определяет некоторую минимальную энергию kT_k , флуктуация которой обеспечивает приращение активационного объема на минимальную величину, равную атомному объему. Темпера-

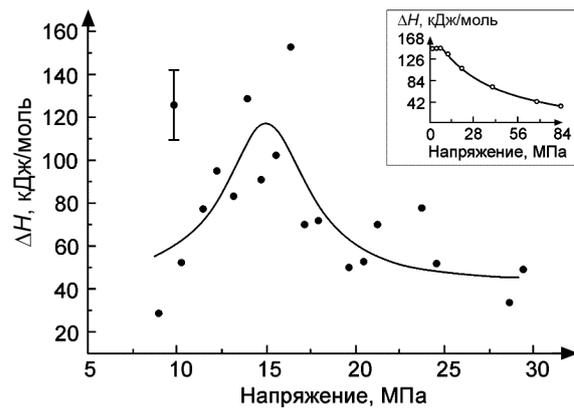


Рис. 5. Зависимость эффективной энергии активации деформации от механического напряжения

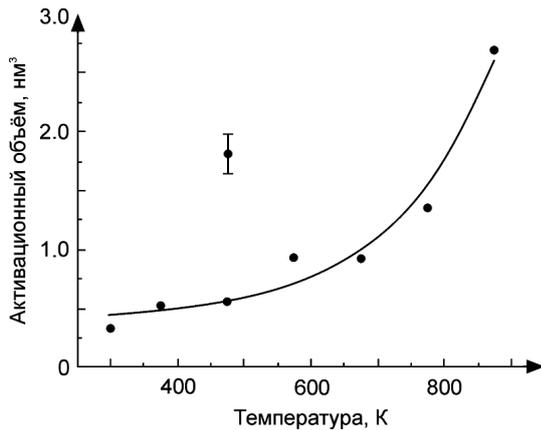


Рис. 6. Зависимость активационного объема элементарного деформационного акта от температуры термомеханического цикла

тура $T_k = 130 \pm 29$ совпадает с температурой Дебая для алюминия. Такое совпадение может свидетельствовать о том, что для потери устойчивости атомной подсистемы в форме элементарного акта с одним атомом требуется возбуждение колебательных мод кристаллической среды.

Экспоненциальный рост активационного объема при повышении температуры свидетельствует о существенном увеличении масштаба кооперативных атомных перемещений, контролирующих единичный деформационный акт. В то же время он свидетельствует о росте элементарного объема (объема активации), в котором проявляется локальная слабая устойчивость (вплоть до локальной неустойчивости) кристаллической решетки. Сопоставление экспоненциального роста активационного объема и скачкообразного характера накопления деформации свидетельствует о росте корреляции элементарных деформационных актов.

Акустическая эмиссия и элементарные деформационные акты пластической деформации

Элементарным деформационным актом при высокой температуре является формирование полосы деформации, представляющей собой выход на свободную или зернограничную поверхность большого количества дислокаций [23, 28]. Из приведенных данных следует, что в условиях термомеханического воздействия потеря устойчивости кристаллической решетки или нахождение системы в слабоустойчивом состоянии проявляется именно в формировании деформационных скачков, сопровождающихся высокоамплитудными сигналами акустической эмиссии. В экспериментах отмечается, что форма деформационного скачка существенно сказывается на амплитуде акустических сигналов: чем меньше угол наклона скачкообразной деформации, тем ниже амплитуда. При этом наблюдается существенное уширение сигнала (увеличение длительности сигнала) и даже его трансформирование в несколько отдельных низкоамплитудных сигналов. Тангенс угла наклона на зависимости величины деформации от времени процесса на скачкообразном участке представляет скорость накопления деформации. Рассмотрим зависимость амплитуды акустических сигналов от скорости деформации на скачкообразных участках (рис. 7). Амплитуда сигнала акустической эмиссии коррелирует со скоростью деформации на скачкообразных участках, свидетельствуя тем самым о корреляции сигналов акустической эмиссии и элементарных деформационных актов.

Каждый деформационный скачок связан [29] с формированием деформационной полосы, а формирующий ее дислокационный ансамбль можно понимать как динамическую систему, коллективное поведение которой связано с когерентным скольжением больших групп дислокаций. Таким образом, формирование деформационной полосы осуществляется выходом на поверхность когерентного дислокационного ансамбля, который представляет собой систему элементарных излучателей. Эти излучатели, в свою очередь, дают акустический сигнал аномально большой амплитуды. При повышении температуры деформации происходит укрупнение полос деформации [28], что согласуется с увеличением активационного объема. Следовательно, согласуется с увеличением объема и атомного ансамбля, испытывающего переход в слабоустойчивое состояние.

Макроскопическая величина деформационного скачка в рассматриваемых экспериментах свиде-

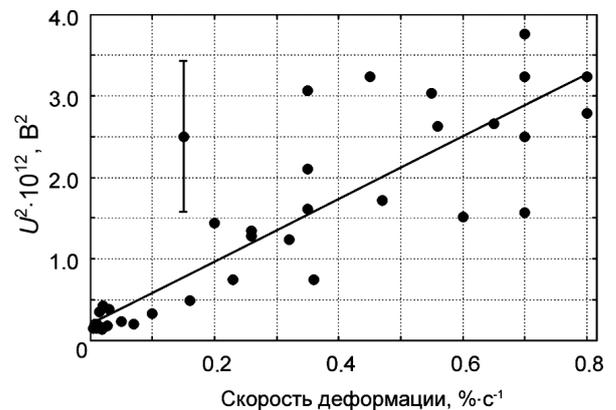


Рис. 7. Зависимость квадрата амплитуды акустического сигнала от скорости деформации на скачкообразном участке. Линейная аппроксимация зависимости осуществлена при коэффициенте корреляции 0,9

тельствует, что в этом акте участвует более чем одна деформационная полоса. Фактически, эта ситуация соответствует синхронизации акустических мод (интерференции волн) некоторого множества элементарных излучателей [20, 30]. Таким образом, эффект корреляции в процессе макроскопического скачка должен охватывать систему деформационных полос, а амплитуда акустического сигнала может выступать в качестве меры корреляции.

Заключение

Регистрируемая в ходе пластической деформации акустическая эмиссия отражает процессы самоорганизации в системе элементарных деформационных актов и связана с локальным атомным ансамблем, находящимся в слабоустойчивом состоянии или претерпевающим сдвиговую неустойчивость. Сигналы акустической эмиссии формируются в макроскопическом масштабе как результат интерференции элементарных волн, источниками которых являются ансамбли выходящих на границу дислокаций.

При высоких температурах накопление деформации может осуществляться немонотонно и представляет собой разномасштабные (вплоть до макроскопических) деформационные скачки, сопровождаемые акустическими сигналами, амплитуда которых коррелирует со скоростью прироста деформации на немонотонном участке. Макроскопические деформационные скачки свидетельствуют о локальной слабой устойчивости системы или локальной потере устойчивости кристаллической решетки (не менее кристаллита). Размер атомного ансамбля, находящегося в слабоустойчивом состоянии или претерпевающего сдвиговую неустойчивость, экспоненциально растет, так как экспоненциально растет активационный объем при повышении температуры деформации.

Анализ энергии активации температурнозависимой деформации и акустической эмиссии свидетельствует, что в ходе высокотемпературного процесса накопления деформации протекают контролируемые диффузией процессы, приводящие к квазипериодическому скачкообразному накоплению деформации и квазипериодическому следованию высокоамплитудных сигналов акустической эмиссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никаниши И. // Эффект памяти формы в сплавах. – М.: Металлургия, 1979. – С. 155.
2. Мукердж К., Чандрэсикэрэн М., Милилло Ф. Превращение предмартенситной фазы в мартенсит, связанное с эффектом запоминания формы. Эффект памяти формы в сплавах. – М.: Металлургия, 1979. – С. 128–171.
3. Макаров С.В., Плотников В.А., Потехаев А.И. // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 3. – С. 47–54.
4. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. – М.: Наука, 1974. – 560 с.
5. Слуцкер А.И., Михайлин А.И., Слуцкер И.А. // УФН. – 1994. – Т. 164. – № 4. – С. 357–366.
6. Потехаев А.И., Кулагина В.В. // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 8. – С. 5–22.
7. Баимова Ю.А., Дмитриев С.В., Потехаев А.И. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 3. – С. 20–25.
8. Дмитриев С.В., Самсонов А.В., Потехаев А.И. // Изв. вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 6. – С. 68–82.
9. Дмитриев С.В., Назаров А.А., Потехаев А.И. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 2. – С. 21–26.
10. Дмитриев С.В., Медведев Н.Н., Потехаев А.И. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 8. – С. 73–79.
11. Потехаев А.И., Дмитриев С.В., Кулагина В.В. и др. Слабоустойчивые длиннопериодические структуры в металлических системах. – Томск: Изд-во НТЛ, 2010. – 308 с.
12. Полетаев Г.М., Старостенков М.Д. // ФТТ. – 2009. – Т. 51. – № 4. – С. 686–691.
13. Аксенов М.С., Полетаев Г.М., Ракитин Р.Ю., Старостенков М.Д. // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. – 2005. – № 2. – С. 64–67.
14. Слуцкер А.И. // ФТТ. – 2004. – Т. 46. – № 9. – С. 1606–1613.
15. Мышляев М.М. // Несовершенства кристаллического строения и мартенситные превращения. – М.: Наука, 1972. – С. 194–234.
16. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. – М.: Металлургия, 1986. – 224 с.
17. Зуев Л.Б., Данилов В.И., Горбатенко В.В. // ЖТФ. – 1995. – Т. 65. – № 5. – С. 91–103.
18. Малыгин Г.А. // УФН. – 1999. – Т. 169. – № 9. – С. 979–1010.
19. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. – Новосибирск: Наука, 1985. – 230 с.
20. Бовенко В.Н. // Изв. АН СССР. Металлы. – 1984. – № 1. – С. 129–137.
21. Плотников В.А., Макаров С.В. // Изв. вузов. Физика. – 2005. – Т. 48. – № 11. – С. 33–38.
22. Плотников В.А., Макаров С.В. // Деформация и разрушение материалов. – 2005. – № 3. – С. 27–31.

23. Пуарье Ж.-П. Ползучесть кристаллов. Механизмы деформации металлов, керамики и минералов при высоких температурах. – М.: Мир, 1988. – 287 с.
24. Малыгин Г.А. // ФММ. – 1972. – Т. 34. – № 1. – С. 191–199.
25. Конрад Г. // Механические свойства материалов при повышенных температурах: пер. с англ. – М.: Металлургия, 1965. – С. 23–95.
26. Гудкин М.Ю., Овидько И.А., Скиба Н.В. // ФТТ. – 2005. – Т. 47. – № 9. – С. 1602–1613.
27. Слущер А.И. // ФТТ. – 2005. – Т. 47. – № 5. – С. 777–787.
28. Розенберг В.М. Ползучесть металлов. – М.: Металлургия, 1967. – 276 с.
29. Лебедкин М.А., Дунин-Барковский Л.Р. // ЖЭТФ. – 1998. – Т. 113. – № 5. – С. 1816–1829.
30. Бовенко В.Н. // Изв. АН СССР. Сер. физич. – 1986. – Т. 50. – № 3. – С. 509–512.

*Алтайский государственный университет, г. Барнаул, Россия

**Сибирский физико-технический институт им. акад. В.Д. Кузнецова

Национального исследовательского Томского государственного университета,
г. Томск, Россия

г. Томск, Россия

***Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

E-mail: potekaev@spti.tsu.ru

Поступила в редакцию 28.11.12,

после доработки – 19.03.13.

Макаров Сергей Викторович, к.ф.-м.н.;

Плотников Владимир Александрович, д.ф.-м.н., зав. кафедрой;

Потекаев Александр Иванович, д.ф.-м.н., профессор, директор СФТИ, профессор ТГУ.