

01;05;06

Диффузионная модель внутреннего трения в нанокристаллическом материале

© В.Г. Кульков

Филиал Московского энергетического института (ТУ),
404110 Волжский, Волгоградская область, Россия
e-mail: kulkov@vlz.ru

(Поступило в Редакцию 22 марта 2005 г. В окончательной редакции 28 июня 2006 г.)

На сегментах межзеренных границ, различно ориентированных по отношению к внешней периодической нагрузке, возникают нормальные и касательные компоненты напряжений. Это приводит к появлению потоков вакансий и примесных атомов между смежными сегментами. Из решения диффузионной задачи находятся скорости взаимного смещения зерен, распределение напряжения на сегментах с учетом эффекта его подстройки и величина внутреннего трения. Частотная зависимость внутреннего трения имеет характер пиков, связанных с перераспределением примесных атомов по сегментам и межзеренным проскальзыванием, а также высокотемпературного фона.

PACS: 62.25.+g

Введение

Наряду с малым размером зерна нанокристаллические материалы имеют следующие структурные особенности. Их зернограничная атомная структура определяется способом приготовления материала и часто является существенно неравновесной [1–3]. Объемная доля межзеренного пространства в них очень высока и может достигать десятков процентов [4]. По этой причине менее выражено различие концентрации примеси в области межзеренных границ и средней по образцу при невысоком общем ее содержании. При этом структура самих зерен может быть достаточно совершенной. Например, они могут содержать малое количество дислокаций или быть полностью от них свободными, что связано с существенной ролью сил изображения в зернах столь малого размера [5–8]. Особенности дислокационной структуры нанокристаллических зерен приводят либо к смещению дислокационного пика Бордони в гранецентрированных кубических (ГЦК) металлах в сторону более высоких температур [9], либо к его полному отсутствию [10]. Кроме традиционных способов пластической деформации в зернограничном ансамбле, таких как диффузионная пластичность, миграция границ и зернограничное проскальзывание, нанокристаллическим материалам присущи ротационные механизмы, связанные с вращением зерен [11].

Особенности структуры материалов со сверхмелким зерном являются причиной экспериментально наблюдаемого высокого уровня фона и широких релаксационных пиков в спектре внутреннего трения [10,12–15]. Этим же объясняется и тот факт, что фон внутреннего трения в основном обусловлен зернограничной составляющей в отличие от монокристаллов и крупнозернистых материалов, в которых значительная его часть имеет дислокационную природу [16].

Фон внутреннего трения

Модельный нанокристаллический агрегат представим состоящим из зерен, имеющих форму простых многогранников. Плоские сегменты границ, ограниченные тройными стыками зерен, различно ориентированы в пространстве. Не рассматривая конкретных видов нагружения, будем считать, что в системе действует переменное внешнее напряжение $\sigma = \sigma_0 \exp(i\omega t - \varphi)$. На сегментах возникают нормальные и касательные компоненты напряжений, скачкообразно изменяющиеся при переходе к смежным сегментам. В результате появления нормальных растягивающих и сжимающих компонент изменяется химический потенциал вакансий, что приводит к возникновению их потоков между сегментами. Для простоты полагаем, что сегменты имеют квадратную форму со стороной L . Рассмотрим диффузионную задачу для одного такого сегмента границы, считая, что усредненная по ориентациям амплитуда нормальной компоненты растяжения на нем $\sigma_{0n} = \gamma_1 \sigma_0$. Уравнение диффузии для избыточной по сравнению с равновесной концентрации вакансий $C(x, y, t)$ с периодически действующим распределенным источником мощности A имеет вид [17]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C + A \exp(i\omega t). \quad (1)$$

Здесь D — зернограничный коэффициент диффузии вакансий, ∇^2 — двумерный оператор Лапласа. Располагая координатные оси x и y вдоль сторон сегмента и решая уравнение (1) с нулевыми граничными условиями методом Фурье, получим

$$C(x, y, t) = \frac{16AL^2}{\pi^4 D} \exp(i\omega t) \sum_{m,l} \frac{\exp(-i\varphi_{ml}) \sin \frac{\pi mx}{L} \sin \frac{\pi ly}{L}}{ml((m^2 + l^2)^2 + Z^2)^{1/2}}, \quad (2)$$

$$Z = \frac{\omega L^2}{\pi^2 D}, \quad \text{tg } \varphi_{ml} = \frac{\omega L^2}{D\pi^2(m^2 + l^2)}, \quad m, l = 1, 3, 5, \dots$$

При малой величине внешних напряжений $\sigma_0\Omega/kT \ll 1$, где Ω — атомный объем, избыточная концентрация вакансий является также величиной малой. Оставляя линейное по концентрации вакансий слагаемое в разложении химического потенциала, получаем связь нормального напряжения на сегменте с локальной избыточной концентрацией вакансий

$$\sigma_n(x, y, t) = \frac{C(x, y, t)kT}{C_{0b}\Omega}, \quad (3)$$

где C_{0b} — концентрация вакансий в ненапряженной границе. Нормальная скорость движения зерен определяется полным потоком вакансий из сегмента через его границу $v_n = J\Omega/L^2$,

$$J = D\delta \left[\int_0^L \left(\frac{\partial C(x, 0, t)}{\partial y} - \frac{\partial C(x, L, t)}{\partial y} \right) dx + \int_0^L \left(\frac{\partial C(0, y, t)}{\partial x} - \frac{\partial C(L, y, t)}{\partial x} \right) dy \right],$$

где δ — толщина границы. Проведя интегрирование с учетом (1), получим

$$v_n(t) = 2\Omega\delta A \exp(i\omega t) - i \frac{2\omega\Omega\delta}{L^2} \int_S C(x, y, t) dS. \quad (4)$$

Интегрирование во втором слагаемом производится по площади сегмента. Как видно из выражений (1), (2) и (4), фазы колебаний внешнего напряжения, скорости и плотности источников вакансий на сегменте различны.

Для учета эффекта подстройки напряжений [18] найдем величину A из равенства модулей растягивающей силы, действующей со стороны внешнего напряжения на сегмент, и полной силы, определяемой интегрированием по сегменту выражения (3).

$$A = \frac{\gamma_1\pi^6 D\sigma_0 C_{0b}\Omega}{64L^2 kT} \Sigma_0^{-1/2},$$

$$\Sigma_0 = \left(\sum_{m,l} \frac{m^2 + l^2}{m^2 l^2 ((m^2 + l^2)^2 + Z^2)} \right)^2 + \left(\sum_{m,l} \frac{Z}{m^2 l^2 ((m^2 + l^2)^2 + Z^2)} \right)^2. \quad (5)$$

Внутреннее трение найдем обычным путем из выражения $Q_0^{-1} = \Delta W / 2\pi W$, где $W = \sigma_0^2 V / 2G$ — максимальная упругая энергия в объеме зерна V , G — упругий модуль, ΔW — энергия, рассеянная за цикл колебаний

$$\Delta W = \int_0^{2\pi/\omega} \text{Re}(\sigma_n(t)) \text{Re}(v_n(t)) dt. \quad (6)$$

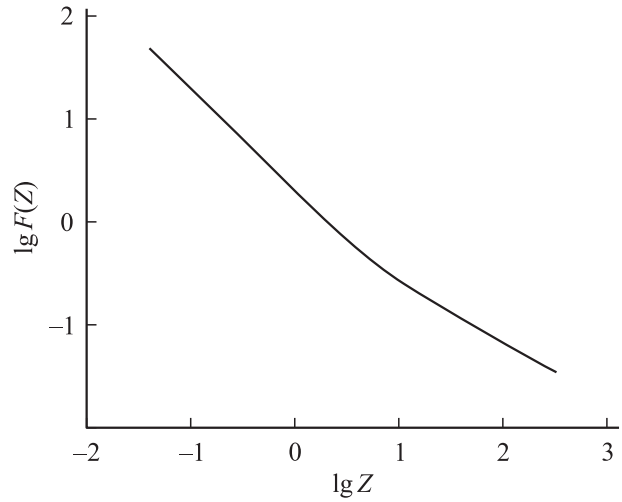


Рис. 1. Зависимость уровня фона внутреннего трения от Z .

Подставив в (6) выражения (2) и (4) с учетом (3) и (5) и приняв $V \sim L^3$, получим выражение для фона внутреннего трения

$$Q_0^{-1} = \frac{\pi^4 \beta \gamma_1^2 C_{0b} \Omega^2 \delta G}{32kTL} F(Z), \quad (7)$$

$$F(Z) = \frac{1}{Z\Sigma_0} \sum_{m,l} \frac{m^2 + l^2}{m^2 l^2 ((m^2 + l^2)^2 + Z^2)}.$$

Здесь отношение площади сегментов границы к объему зерен принято как β/L . Коэффициент β учитывает реальную геометрию зеренной структуры.

Зависимость уровня фона внутреннего трения от параметра Z определяется множителем $F(Z)$ и представлена на рис. 1. Зависимость имеет вид $Q_0^{-1} \sim Z^p$ с показателем $p = -1/2$ в области высоких и $p = -1$ в области низких значений Z . Это означает, что $Q_0^{-1} \sim \omega^{-1} L^{-3}$ в области низких частот или высоких температур и $Q_0^{-1} \sim \omega^{-1/2} L^{-2}$ в области высоких частот или низких температур. Подобного рода эффекты в частотной зависимости неоднократно наблюдались в экспериментах на крупнозернистых поликристаллах [19,20]. Оценить частоту, при которой изменяется показатель p , можно из условия равенства диффузионной длины вакансий размеру сегментов, что дает значение $\omega_c \sim 8\pi DL^{-2}$.

Температурная зависимость энергии активации согласно (7) определяется соответствующими зависимостями концентрации вакансий C_{0b} и $F(Z)$. Первая из этих величин может быть представлена в виде суммы концентраций структурных и термических вакансий: $C_{0b} = C_{0b}^S + C_{0b}^T$. В этом выражении первое слагаемое определяется геометрическими параметрами границы и кристаллографической структурой сопрягающихся зерен и от температуры не зависит. Второе слагаемое имеет обычную экспоненциальную зависимость от температуры. В предельных случаях низких или высоких температур в сумме преобладает соответственно первое

или второе слагаемое. Значение температуры T_0 , при которой происходит смена характера температурной зависимости полной концентрации вакансий C_{0b} , можно было бы оценить из соотношения $C_{0b}^S = C_{0b}^T$. Однако практически это сделать затруднительно, поскольку в ансамбле границ зерен в нанокристаллическом материале весьма неопределенными остаются как значения концентрации структурных вакансий, так и микроскопические параметры вакансиоподобных дефектов, такие как их энтропия и энергия образования. Учитывая некоторую аналогию в атомном строении границ нанозерен и аморфной структуры, можно предположить, что значение T_0 весьма близко к температуре плавления и отличается от нее на несколько десятков градусов [20]. Ограничиваясь рассмотрением двух предельных случаев низких и очень высоких гомологических температур, учитывая изложенный характер температурной зависимости C_{0b} и $F(Z)$, можно сделать следующий вывод. Энергия активации фона зернограничного внутреннего трения в области низких температур $E_m/2$, а в области высоких температур $E_f + E_m$. Здесь E_f и E_m — энергии образования и миграции вакансий в границе. Такое поведение фона внутреннего трения в нанокристаллических материалах согласуется с результатами работы [20], где авторами проведено обсуждение его характера в объеме аморфных и кристаллических материалов с большим размером зерна.

Рассматриваемая модель высокотемпературного фона аналогична механизму внутреннего трения на фасетированных границах зерен, численная и аналитическая модели которого разработаны в [17,21].

Перераспределение примеси

Примесные атомы, содержащиеся в материале, вследствие эффектов сегрегации располагаются преимущественно по границам зерен. Как отмечалось во введении, при невысоком общем содержании примеси концентрация ее в зернограничной области также не может быть большой. Это расширяет границы средней по образцу концентрации, не приводящей к качественным изменениям структуры границ (появления частиц выделений на них, фазовых переходов и др.). В условиях периодического нормального напряжения, действующего на наклонных сегментах границ, происходит перераспределение примесных атомов между ними, что приводит к появлению пика внутреннего трения. Соответствующая этому одномерная модель процесса предложена в [22]. Модифицируем эту модель для случая двумерной диффузии примеси по границам зерен. Уравнение бародиффузии для примеси в этих условиях имеет вид [22]:

$$\frac{\partial C'}{\partial t} = D' \nabla^2 C' - D_1 \nabla C' \nabla \sigma_n - D_1 C' \nabla^2 \sigma_n, \quad (8)$$

где $C'(x, y, t)$ — концентрация примесных атомов на границе, D' — зернограничный коэффициент диффузии

примеси, $D_1 = D' \Omega / kT$ — коэффициент бародиффузии, σ_n — нормальное напряжение, распределенное на сегменте, которое с учетом диффузии вакансий можно принять в виде (3).

Представим концентрацию примеси на границе в виде суммы ее равновесного значения и изменяющейся части: $C'(x, y, t) = C'_{0b} + C'_n(x, y, t)$. В условиях малого внешнего напряжения с критерием, приведенным выше, второе слагаемое мало в сравнении с первым, поэтому в (8) можно пренебречь вторым слагаемым справа, а в третьем слагаемом положить $C'(x, y, t) = C'_{0b}$. Решив измененное таким образом уравнение (8) с нулевыми граничными условиями для C'_n на сегменте, а также воспользовавшись (2) и (3), получим:

$$C'_n(x, y, t) = \frac{\pi^2 \gamma_1 C'_{0b} \Omega \sigma_0}{4kT} \exp(i\omega t) \Sigma_0^{-1/2} \times \sum_{m,l} \frac{(m^2 + l^2) \sin \frac{\pi mx}{L} \sin \frac{\pi ly}{L}}{ml \sqrt{(m^2 + l^2)^2 + Z'^2} \sqrt{(m^2 + l^2)^2 + Z^2}} \times \exp(-i(\varphi_{ml} + \psi_{ml})), \quad (9)$$

$$Z' = \frac{\omega L^2}{\pi^2 D'}, \quad \text{tg } \psi_{ml} = \frac{\omega L^2}{\pi^2 D' (m^2 + l^2)}, \quad m, l = 1, 3, 5, \dots,$$

а φ_{ml} определяются согласно (2).

Диффузионная толщина границы δ зависит от избыточной по сравнению с объемом зерна концентрации примеси в ней. Эта величина изменяется вместе с концентрацией раствора $\Delta\delta/\delta = \lambda C'/n_0$. Здесь $\lambda = (n_0/a)(da/dC')$ — размерный фактор, определяемый из концентрационной зависимости постоянной решетки a раствора, $n_0 = \Omega^{-1}$ — количество атомов матрицы в единице объема. Концентрация C' определяется как количество примесных атомов на единицу объема. Взяв от этого выражения производную по времени, с учетом (9) найдем выражение для скорости взаимного смещения зерен: $v_n = (\lambda\delta/\beta n_0) (\partial C'_n(x, y, t)/\partial t)$. Повторив выкладки, приведшие к выражению (7), получим величину внутреннего трения

$$Q_1^{-1} = \frac{\pi^4 \beta \gamma_1^2 \lambda \delta \Omega C'_{0b} G}{64kTL} F_1(Z', Z),$$

$$F_1(Z', Z) = \Sigma_0^{-1} \times \sum_{m,l} \frac{(m^2 + l^2) Z'}{(ml)^2 ((m^2 + l^2)^2 + Z'^2) ((m^2 + l^2)^2 + Z^2)}. \quad (10)$$

Выражение (10) описывает пик внутреннего трения, связанного с релаксацией зернограничного распределения примеси. Характеристики пика зависят от параметра $h = Z/Z' = D/D'$. В частности, его полуширина в логарифмическом масштабе изменяется от $\Delta \lg Z' = 1.14$ при $h < 0.5$ до 1.5 при $h > 100$. Это позволяет сделать вывод об узком спектре времени релаксации. Нижнее значение полуширины пика свидетельствует о том, что в случае низкой диффузионной подвижности вакансий по

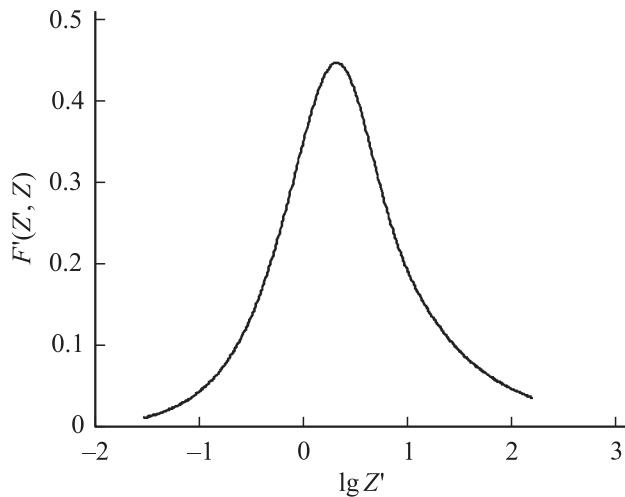


Рис. 2. Примесный зернограничный пик внутреннего трения.

сравнению с атомами примеси пик является дебаевским. Положение пика имеет немонотонную зависимость от h и в среднем соответствует значению $Z' \approx 2$. Тогда с учетом выражения (9) и из приближенного условия $\omega\tau = 1$ можно получить соотношения для времени релаксации $\tau = L^2/2\pi^2 D'$ либо для коэффициента зернограничной диффузии атомов примеси $D' = \omega L^2/2\pi^2$. Энергия активации, характеризующая пик, близка к энергии активации миграции примесных атомов в границе E'_m . Зависимость температуры максимума от размера зерна L имеет вид $T_{\max}^{-1} = (k/E'_m) \ln(2\pi^2 D'_0/\omega L^2)$, где D'_0 — предэкспоненциальный фактор коэффициента зернограничной диффузии примеси.

На рис. 2 представлен результат расчета зависимости множителя $F(Z', Z)$ для случая $Z' = Z$. Для оценки величины пика используем типичные для нанокристаллических металлов значения параметров: $\delta/L = 0.02$; $C'_{0b}/n_0 = C'_{0b}\Omega = 0.01$; $G\Omega/kT_m = 50$ [23]; $T/T_m = 0.5$, где T_m — температура плавления; $\lambda = 0.7$ [24]. Подставив эти значения в (10), получим оценку $Q_1^{-1} \approx 4 \cdot 10^{-2}$. Следует заметить, что здесь речь может идти только о верхней оценке, реальная величина, по-видимому, меньше из-за меньшей величины размерного фактора и модуля сдвига на границах зерен. Кроме того, возможны трудности экспериментального наблюдения подобных пиков вследствие очень высокого фона внутреннего трения. Механизм возникновения пика подобен известной релаксации Горского [19], возникающей вследствие диффузии примесных атомов в неоднородно растянутом образце. Различие состоит в том, что в случае релаксации Горского диффузия происходит во всем объеме образца на расстоянии порядка его размеров. В предлагаемой здесь модели в диффузионные процессы вовлекается лишь зернограничная область, а диффузионная длина порядка размера зерен. Последнее обстоятельство приводит к значительно меньшему времени релаксации процесса.

Зернограничное проскальзывание

С целью упрощения рассмотрения задачи будем считать, что сдвиг в пределах сегмента имеет квазиоднородный характер и ограничивается на его краях дефектами дислокационного типа [25]. В случае протяженных плоских сегментов границ в материале с крупным зерном такие дефекты образуются в стыках зерен и называются стыковыми дислокациями [26]. Допустимость представления о квазиоднородном сдвиге обусловлена тем, что зернограничная область в нанокристаллах относительно широка и, имея более разупорядоченную структуру, чем зерно, обладает большей податливостью. Неоднородная сдвиговая деформация локализуется преимущественно в области тройных стыков. Скорость проскальзывания определяется величиной локальных напряжений на сегменте, являющихся суперпозицией внешнего переменного напряжения сдвига и внутреннего σ_i , равного напряжению дефекта типа дислокационного диполя в его средней части

$$\sigma_i = 2Gu/\pi(1 - \nu)L. \quad (11)$$

Роль векторов Бюргерса дефектов дислокационного типа играет взаимное смещение зерен u . Здесь ν — коэффициент Пуассона.

В основном границы в нанокристаллическом материале не являются специальными. Их называют границами общего типа, обычными, нерегулярными. Атомное строение таких границ образует несоответствия с геометрической размерностью от единицы до трех [27]. Кинетические процессы в них рассматриваются на основе модели образования и последующей релаксации двухъямных энергетических атомных конфигураций. Такой подход позволяет описать процесс взаимного проскальзывания зерен без привлечения представлений о движении зернограничных дислокаций [28,29]. В случае, когда скорость межзеренного проскальзывания контролируется диффузионной подвижностью примесных атомов, для скорости взаимного движения зерен по плоской границе бикристалла под действием приложенного вдоль нее постоянного сдвигового напряжения σ_t было получено выражение [30]:

$$v_t = \frac{2\pi D' k T}{\delta \eta^2 S_0^2 C'_{0b}} \sigma_t, \quad (12)$$

где S_0 — средний размер площади ячейки потенциального рельефа граничной плоскости зерна, η — силовая константа взаимодействия атомов в границе.

Усредненная по ориентациям амплитуда внешнего сдвигового напряжения на сегменте $\sigma_{0t} = \gamma_2 \sigma_0$. В рассматриваемом здесь случае зернограничного проскальзывания, ограниченного на краях сегмента, под σ_t в (12) следует понимать полное переменное сдвиговое напряжение на сегменте, равное сумме двух слагаемых — внешнего с амплитудой σ_{0t} и внутреннего, даваемого

выражением (11). В этих условиях выражение (12) для скорости проскальзывания $v_t = du/dt$ можно записать в виде дифференциального уравнения

$$\frac{du(t)}{dt} = \frac{2\pi D'kt}{\delta\eta^2 S_0^2 C'_{0b}} \left(\gamma_2 \sigma_0 \exp(i\omega t) - \frac{2Gu(t)}{\pi(1-\nu)L} \right). \quad (13)$$

Решением уравнения (13) является функция

$$u(t) = \frac{\pi(1-\nu)\gamma_2\sigma_0 L}{2G\sqrt{1+(\omega\tau)^2}} \exp(i(\omega t - \chi)),$$

$$\tau = \frac{(1-\nu)\eta^2 S_0^2 C'_{0b} \delta L}{4GD'kT}, \quad \operatorname{tg} \chi = \frac{(1-\nu)\eta^2 S_0^2 C'_{0b} \delta L \omega}{4GD'kT}. \quad (14)$$

Повторив процедуру расчета внутреннего трения, с учетом (14) получим

$$Q_2^{-1} = \Delta \frac{\omega\tau}{1+(\omega\tau)^2}, \quad (15)$$

где $\Delta = (1-\nu)\pi\beta\gamma_2^2$. Величина внутреннего трения, согласно (15), имеет характер дебаевского пика со временем релаксации, определяемым диффузией примесных атомов на расстояния, малые по сравнению с размером сегментов границы. Температура максимума внутреннего трения зависит от размера зерен L как $T_{2\max}^{-1} = \xi - \zeta \ln L$, где ξ и ζ , как и высота максимума, от L не зависят. Здесь использовано выражение $C'_{0b} \sim T \exp(\text{const}/T)$, полученное в [30]. Согласно (14), время релаксации можно записать в виде $\tau = \tau_0 \exp(E'_m/kT)$, $\tau_0 = (1-\nu)\eta^2 S_0^2 C'_{0b} \delta L / 4kTGD'_0$, где, как и ранее, E'_m — энергия активации миграции примесных атомов в границе, а D'_0 — предэкспоненциальный фактор диффузии.

Оценим величину τ_0 . Для этого используем $\eta \sim Ga$ [30]; $S_0 a = \Omega$; $G\Omega/kT_m \approx 0.02$; для зернограничных максимумов $T/T_m \sim 0.5$; $D_0 \sim a^2\nu_0$; $C'_{0b} \Omega L/a \sim 1$, где T_m — температура плавления, a — период решетки, $\nu_0 \sim 10^{13} \text{ s}^{-1}$ — частота атомных колебаний. В результате получаем $\tau_0 \sim 10^{-12} \text{ s}$, значение, найденное из экспериментального исследования внутреннего трения в нанокристаллическом никеле [31], — $2 \cdot 10^{-13} \text{ s}$, что удовлетворительно согласуется с приведенной оценкой. С учетом разброса размеров сегментов реальная ширина пиков больше, чем дебаевская. Оценку как высоты, так и температуры пика в случае нанокристаллического материала следует проводить с осторожностью, поскольку ряд величин в этом случае имеет иные значения, чем в обычном поликристалле.

Заключение

Полный спектр зернограничного внутреннего трения, найденный в модели, состоит из двух типов максимумов и высокотемпературного фона. Максимумы имеют релаксационный тип и обусловлены либо перераспределением атомов примеси в неоднородно напряженных границах, либо зернограничным проскальзыванием, ограниченными линиями тройных стыков зерен. Экспериментальное исследование максимумов и фона внутреннего

трения может дать сведения об энергиях образования и миграции вакансий, а также коэффициенте диффузии атомов примеси в границах зерен нанокристаллического материала.

Список литературы

- [1] Валиев Р.З., Александров И.В. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. М.: Логос, 2000. 272 с.
- [2] Masumura R.A., Ovid'ko I.A. // Mater. Phys. Mech. 2000. Vol. 1. N 1. P. 31–38.
- [3] Назаров А.А. // ФТТ. 2003. Т. 45. № 6. С. 1112–1114.
- [4] Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. М.: Физматлит, 2005. 416 с.
- [5] Сегал В.М., Резников В.И., Копылов В.И. и др. Процессы пластического структурообразования металлов. Минск: Наука и техника, 1994. 232 с.
- [6] Gleiter H. // Prog. Mater. Sci. 1989. Vol. 33. N 4. P. 223–315.
- [7] Андриевский Р.А., Глезер А.М. // ФММ. 1999. Т. 88. № 1. С. 50–73.
- [8] Gryaznov V.G., Trusov L.I. // Prog. Mater. Sci. 1993. Vol. 37. N 4. P. 289–401.
- [9] Tang F., Tanhnoto H., Okuda S. // Nanostr. Mater. 1995. Vol. 6. N 5–8. P. 563–566.
- [10] Weins W.N., Makinson J.D., De Angelis R.J. et al. // Nanostr. Mater. 1997. Vol. 9. N 1–8. P. 509–512.
- [11] Гуткин М.Ю., Овидько И.А. // Успехи механики. 2003. № 1. С. 68–125.
- [12] Bonetti E., Pasquini L., Sampaolesi E. // Nanostr. Mater. 1998. Vol. 10. N 3. P. 437–448.
- [13] Cai B., Kong Q.P., Cui P. et al. // Scr. Mater. 2001. Vol. 44. N 7. P. 1043–1048.
- [14] Mulyukov R., Weller M., Valiev R. et al. // Nanostr. Mater. 1995. Vol. 6. N 5–8. P. 577–580.
- [15] Bonetti E., Campari E.G., Del Bianco L. et al. // Nanostr. Mater. 1995. Vol. 6. N 5–8. P. 639–642.
- [16] Левин В.П., Проскурин В.Б. Дислокационная неупругость в металлах. М.: Наука, 1993. 272 с.
- [17] Кульков В.Г. // Изв. вузов. Физика. 2005. Т. 48. № 11. С. 39–43.
- [18] Кульков В.Г. // Конденсированные среды и межфазные границы. 2001. Т. 3. № 4. С. 373–374.
- [19] Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах. М.: Атомиздат, 1975. 472 с. (Nowick A.S., Berry B.S. Anelastic Relaxation in Crystalline Solids. New York; London: Academic Press, 1972).
- [20] Золотухин И.В., Калинин Ю.Е. // ФТТ. 1995. Т. 37. № 2. С. 536–545.
- [21] Кульков В.Г., Жихарева М.Г. // Деформация и разрушение материалов. 2005. № 1. С. 46–48.
- [22] Кульков В.Г. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 8. С. 32–37.
- [23] Чувильдеев В.Н. Неравновесные границы зерен в металлах. Теория и приложение. М.: Физматлит, 2004. 304 с.
- [24] Метод внутреннего трения в металловедческих исследованиях / Под ред. М.С. Блантера и Ю.В. Пигузова. М.: Металлургия, 1991. 248 с.
- [25] Кульков В.Г. // Изв. вузов. Физика. 2005. Т. 48. № 4. С. 93–94.

- [26] *Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В., Чувильдеев В.Н.* // Поверхность. 1985. № 11. С. 101–108.
- [27] *Даринский Б.М., Фёдоров Ю.А.* // ФТТ. 1992. Т. 34. № 7. С. 2053–2058.
- [28] *Даринский Б.М., Кульков В.Г.* // Поверхность. 1993. № 5. С. 153–156.
- [29] *Кульков В.Г.* // Вестн. МЭИ. 2005. № 5. С. 96–100.
- [30] *Кульков В.Г.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 2. С. 65–68.
- [31] *Золотухин И.В., Калинин Ю.Е., Самцова Н.П.* // Изв. АН. Физика. 1996. Т. 60. № 9. С. 134–136.