

Научная статья

1.3.8. Физика конденсированного состояния (физико-математические науки)

УДК 539.67

doi: 10.25712/ASTU.1811-1416.2022.03.006

ЗЕРНОГРАНИЧНЫЙ ВКЛАД В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ФОН ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В МЕТАЛЛАХ

Виктор Геннадьевич Кульков

Национальный исследовательский университет «МЭИ», филиал в г. Волжском, пр. Ленина, 69, 404110, Волжский, Россия

vikulkov@yandex.ru, <https://orcid.org/0000-0001-8449-026X>

Аннотация. В работе рассматривается вклад в высокотемпературный фон внутреннего трения границ зерен, содержащих дефекты, нарушающие идеально плоскую конфигурацию границ. К таким дефектам, например, относятся ступеньки на границах, поры, фасетки. Под действием периодических внешних напряжений они становятся источниками и стоками вакансий. Диффузионные потоки граничных вакансий между источниками приводят к взаимному смещению сопрягающихся зерен. Это является причиной диссипации энергии колебаний. Спектр внутреннего трения в координатах $\ln(Q^{-1} \cdot T) - T^{-1}$ во всех этих случаях представляет собой линию, имеющую два или три прямолинейных участка с разными углами наклона к оси абсцисс. Это свидетельствует о разных величинах энергии активации в разных температурных интервалах. Величина энергии активации фона принимает значения от половины энергии активации миграции зернограничных вакансий до энергии активации граничной самодиффузии. Точки излома соответствуют полному развитию диффузионного процесса в области, соответствующей размеру дефекта. Расположение точки излома на графике позволяет найти взаимосвязь между частотой колебаний, коэффициентом граничной диффузии и размерами дефектов. Учет распределения дефектов по размерам приводит к появлению переходной области между прямолинейными участками. Рассматривается два вида распределения логарифма размера: равномерное и нормальное. Из анализа расположения переходной области можно оценить параметр распределения.

Ключевые слова: высокотемпературный фон внутреннего трения, границы зерен, вакансии, диффузия, энергия активации, распределение по размерам.

Для цитирования: Кульков В.Г. Зернограничный вклад в высокотемпературный фон внутреннего трения в металлах // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2022. Т. 19, № 3. С. 335–342. doi: 10.25712/ASTU.1811-1416.2022.03.006.

Original article

GRAIN BOUNDARY CONTRIBUTION TO THE HIGH-TEMPERATURE BACKGROUND OF INTERNAL FRICTION IN METALS

Viktor G. Kul'kov

Volzhsky Branch of National Research University «MPEI», Lenin Str., 69, Volzhsky, 404110, Russia

vikulkov@yandex.ru, <https://orcid.org/0000-0001-8449-026X>

Abstract. The paper considers the contribution to the high-temperature background of internal friction of grain boundaries containing defects that violate the ideally flat configuration of the boundaries. Such defects, for example, include steps at the borders, pores, facets. Under the influence of periodic external stresses, they become sources and sinks of vacancies. Diffusion flows of boundary vacancies between sources lead to mutual displacement of mating grains. This is the reason for the dissipation of oscillation energy. The spectrum of internal friction in coordinates $\ln(Q^{-1} \cdot T) - T^{-1}$ in all these cases is a line having two or three rectilinear sections with different angles of inclina-

tion to the axis of the abscissa. This indicates different values of the activation energy in different temperature ranges. The value of the background activation energy takes values from half of the activation energy of migration of grain-boundary vacancies to the activation energy of boundary self-diffusion. The break points correspond to the full development of the diffusion process in the area corresponding to the size of the defect. The location of the break point on the graph makes it possible to find the relationship between the oscillation frequency, the boundary diffusion coefficient and the defect sizes. Taking into account the size distribution of defects leads to the appearance of a transition region between rectilinear sections. Two types of logarithm size distribution are considered: uniform and normal. From the analysis of the location of the transition region, it is possible to estimate the distribution parameter.

Keywords: high-temperature background of internal friction, grain boundaries, vacancies, diffusion, activation energy, size distribution.

For citation: Kul'kov, V. G. (2022). Grain boundary contribution to the high-temperature background of internal friction in metals. *Fundamental'nye problemy sovremennoy materialovedeniya (Basic Problems of Material Science (BPMS))*, 3(19), 335–342. (In Russ.). doi: 10.25712/ASTU.1811-1416.2022.03.006.

Введение

Спектр внутреннего трения в поликристаллических твердых телах состоит из ряда максимумов, накладываемых на монотонно возрастающую с температурой кривую, называемую фоном. Существование максимумов обусловлено релаксационными процессами с участием конкретных структурных составляющих твердого тела или его дефектов. Наличие фона часто рассматривалось как неизбежная помеха, затрудняющая выделение максимумов и определения их параметров. Однако в последнее время отношение к фону внутреннего трения изменилось. Сейчас его рассматривают как дополнительную возможность получения микроскопических параметров дефектной структуры поликристаллических, аморфных, полимерных либо композиционных материалов [1-7]. Полная зависимость фона от температуры может быть представлена состоящей из двух участков. Низкотемпературная часть представляется слабой линейной зависимостью от температуры. Начиная с температуры, примерно равной $0,6T_m$, где T_m – температура плавления, возрастание фона носит экспоненциальный характер. Именно эта часть называется высокотемпературным фоном внутреннего трения (ВФВТ) [8]. Вклад в возникновение высокотемпературной части фона дают различные типы структурных дефектов кристаллов, однако наиболее часто его связывают с диффузией вакансий.

Температурную зависимость величины ВФВТ принято описывать выражением

$$Q^{-1} \sim \exp\left(-\frac{U}{kT}\right), \quad (1)$$

где U – энергия активации, k – постоянная Больцмана, T – термодинамическая температура. Многочисленные экспериментальные ис-

следования показывают, что величина энергии активации U не является константой, а зависит от условий измерения, в частности, от частоты и температуры. При неизменной частоте этот параметр имеет тенденцию изменяться в сторону увеличения с ростом температуры. На графиках зависимости $\ln(Q^{-1} \cdot T)$ от обратной температуры T^{-1} в этом случае наблюдаются два или более прямолинейных участка с разными углами наклона. Имеются также сведения о том, что энергия активации является монотонной функцией температуры, в частности, линейной [9]. В случае диффузионного механизма ВФВТ наличие прямолинейных участков связывают с различными соотношениями таких параметров как скорость диффузии, частота колебаний, концентрация вакансий, диффузионная длина и характерные размеры структурных единиц, например, зерен [1-3].

В последние годы все более перспективными материалами становятся поликристаллы с ультрамелким и наномасштабным размером зерна. Отличительной чертой их является большой относительный объем материала, принадлежащего зернограничным областям. Как отмечал еще Г. Глейтер, величина ВФВТ возрастает с уменьшением размера зерна [10]. Поэтому роль зернограничных процессов, в том числе и с участием вакансий, в таких материалах становится преобладающей [11-13].

Целью настоящей работы является описание температурной зависимости энергии активации ВФВТ в ультрамелкозернистых материалах с учетом дефектной структуры границ зерен и их размеров.

Энергия активации зернограничного ВФВТ

Реальные границы зерен редко бывают идеально плоскими. Чаще всего они содержат структурные элементы различного масштаба, отклоняющие их от плоской конфигурации. На малом масштабе ими могут быть ступеньки, выводящие плоскость границы в параллельную ориентацию, либо возвращающие ее назад. Две таких параллельных ступеньки положительной и отрицательной высоты по аналогии с дислокациями могут называться диполями. На более крупном масштабе подобными структурными элементами могут быть фасетки, отклоняющие ориентацию границы в двух или трех вполне определенных направлениях, когда граница зерна фасетирована [14]. Процессы проскальзывания по таким границам всегда включают помимо локальных атомных перестроек диффузионные потоки между подобными структурными элементами. Под действием приложенного к границе внешнего периодического сдвигового напряжения, ориентированного вдоль ее усредненной плоскости, ступеньки или фасетки становятся источниками и стоками

вакансий. Эти вакансии диффузионно мигрируют вдоль границы, приводя к взаимному смещению зерен и рассеянию упругой энергии колебаний.

Расчет величины внутреннего трения для границы с параллельными ступеньками [15] приводит к следующему выражению для внутреннего трения:

$$Q^{-1} \cdot T = \begin{cases} \lambda C_0 \cdot Z^{-1}, & Z \ll 1 \\ \lambda C_0 \cdot Z^{-0.5}, & Z \gg 1 \end{cases} \quad (2)$$

$$\lambda = \frac{4\theta GL^3 \Omega^2 \delta}{R^2 d^2 kT}, \quad Z = \frac{\omega L^2}{2D}.$$

Здесь ω – частота колебаний, D – граничный коэффициент диффузии вакансий, $2L$ – расстояние между ступеньками, R – размер зерна, G – модуль сдвига, d – высота ступенек, C_0 – равновесная концентрация вакансий в границе, Ω – атомный объем, δ – диффузионная ширина границы, k – постоянная Больцмана, T – термодинамическая температура, θ – геометрический множитель.

Расчет фона внутреннего трения для одномерно фасетированных границ [16] дает выражение:

$$Q_0^{-1} \cdot T = \frac{\pi^4 \beta C_0 \Omega^2 \delta G}{32kL} \frac{1}{Z \Sigma_0} \sum_{m,l} \frac{m^2 + l^2}{m^2 l^2 \left((m^2 + l^2)^2 + Z^2 \right)}, \quad m, l = 1, 3, 5, \dots \quad (3)$$

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

Здесь L – размер фасеток, β – геометрический множитель, остальные обозначения те же.

В обоих случаях диффузия вакансий имеет одномерный характер. Зависимости $\ln(Q^{-1} \cdot T)$ от $\ln Z$, построенные по выражениям (2) и (3), имеют вид линий, содержащих два прямолинейных участка с тангенсами углов наклона, равными -1 и -0,5.

Такое поведение внутреннего трения можно понять из следующих оценок. Вакансионный поток J из источника пропорционален градиенту концентрации $J \sim DC/l$, где l – диффузионная длина вакансий, а C – их концентрация в источнике. Потери энергии ΔW за период колебаний пропорциональны $\Delta W \sim J/\omega \sim DC/\omega l$. При низких частотах или высоких температурах диффузия успевает пройти на всем участке от истока до стока. Тогда за диффузионную длину можно принять его размер L , который от

периода колебаний не зависит, тогда $Q^{-1} \cdot T \sim D/\omega \sim Z^{-1}$. В области высоких частот или низких температур диффузионная длина $l \sim \sqrt{D/\omega}$. Тогда $Q^{-1} \cdot T \sim \sqrt{D/\omega} \sim Z^{-1/2}$.

Граница зерен может содержать и другие виды дефектов, которые оставляют неизменной ее плоскость. Это, например, зернограничные поры. Термодинамическим стимулом расположения поры в границе является уменьшение поверхности границы на площадь сечения поры. Под действием периодического напряжения, нормального границе, области сопряжения зерен являются источниками и стоками вакансий. Эти вакансии диффузионным путем мигрируют между областями беспористой границы и порами. Диффузионные потоки вызывают нормальные взаимные смещения зерен, что и приводит к диссипации энергии. Внутреннее

трение, обусловленное такими процессами [17], описывается выражением

$$Q^{-1} = \frac{4\pi^3 \beta \delta C_0 \Omega E (1 - (1 - \Delta)^2)}{VkT} \frac{1}{Z} \frac{(S_3 S_1 + S_4 S_2)}{S_1^2 + S_2^2}, \quad (4)$$

$$S_1 = \sum_n \frac{\lambda_n^4 I_n^2 Z}{(1 - G_n)(Z^2 + \lambda_n^4)}, \quad S_2 = \sum_n \frac{\lambda_n^2 I_n^2 Z^2}{(1 - G_n)(Z^2 + \lambda_n^4)},$$

$$S_3 = \sum_n \frac{\lambda_n^6 I_n^2 Z}{(1 - G_n)(Z^2 + \lambda_n^4)}, \quad S_4 = \sum_n \frac{\lambda_n^4 I_n^2 Z^2}{(1 - G_n)(Z^2 + \lambda_n^4)},$$

$$Z = \frac{\omega R^2}{D}$$

Здесь E – модуль Юнга, V – объем зерна, R – размер пор, остальные обозначения те же или описаны в [17]. График зависимости $\ln(Q^{-1} \cdot T)$ от $\ln Z$, согласно (4), имеет вид линии, также содержащей два прямолинейных участка с тангенсами углов наклона, равными -1 и -0,6. Небольшое отличие последней величины от приведенной ранее связано с особенностями двумерной задачи.

К аналогичным результатам приводят задачи расчета ВФВТ на границах, содержащих комбинации подобных дефектов [18], а также фона, обусловленного диффузионными потоками вакансий между различно ориентированными гранями зерен по отношению к внешнему напряжению в материалах с ультрамелким зерном [19].

Как видно из предыдущего рассмотрения, наличие различных дефектов, содержащихся в границе, которые являются в определенном смысле стопорами для взаимного смещения сопрягающихся зерен, приводит к излому прямой на зависимости логарифма внутреннего трения от обобщенного параметра Z , включающего размер дефектов или зерен, коэффициент диффузии вакансий и частоту. Положение излома на графике позволяет определять взаимосвязь между этими характеристиками.

Во всех случаях $Z = \alpha \omega L^2 / D$, где значение численного коэффициента $\alpha \sim 1$. Для коэффициента диффузии вакансий можно записать выражение $D = D_0 \exp\left(-\frac{U_m}{kT}\right)$, где U_m – энергия миграции вакансий. Тогда

$\ln Z = \ln \alpha + \ln \omega - \ln D_0 + 2 \ln L + \frac{U_m}{k} T^{-1}$. Поэтому при постоянных ω , D_0 и L зависимость от $\ln Z$ соответствует зависимости от T^{-1} со сдвигом по оси абсцисс и измененным масштабам. Путем измерения тангенса угла наклона прямолинейных участков графика можно определить энер-

гию активации ВФВТ в каждом температурном интервале. Например, в высокотемпературной части энергия активации равна U_m , а в низкотемпературной $U_m/2$.

Выражения (1) – (4) в правой части содержат множитель C_0 – концентрацию вакансий в границе. Эта величина может быть геометрически необходимой, поскольку в области границы отсутствует идеальное сопряжение кристаллических решеток зерен. Такие вакансионно-подобные дефекты называются структурными, по своей сути они подобны замороженным вакансиям в аморфных сплавах. Их концентрация не зависит от температуры. Кроме того, вакансии могут генерироваться тепловыми возбуждениями. При достаточно высоких температурах концентрация этих вакансий в границе настолько возрастает, что оказывается большей, чем концентрация структурных вакансий. Такие вакансии называются тепловыми, и их концентрация определяется выражением

$$C_0 = \exp\left(-\frac{U_f}{kT}\right), \quad (5)$$

где U_f – энергия образования зернограницной вакансии.

В этих условиях на графике зависимости $\ln(Q^{-1} \cdot T)$ от T^{-1} возникает дополнительный излом. Его положение зависит от соотношения температуры появления тепловых вакансий и температуры, при которой диффузионная длина вакансий сравняется с размером дефектов. Если первая превышает вторую, то энергии активации ВФВТ примут последовательные значения $0,5U_m$, U_m , $U_m + U_f$ с повышением температуры. В противоположном случае эти энергии примут последовательные значения $0,5U_m$, $0,5U_m + U_f$, $U_m + U_f$. Наличие таких изломов описано в [17]. В аморфных металлических сплавах последовательная смена энергий активации неоднократно наблюдалась в эксперименте [2, 3, 20].

Учет распределения дефектов по размерам

Размеры дефектов L имеют статистический характер и всегда распределены с некоторой плотностью относительно средней величины [21, 22]. Наиболее простое, но физически мало обоснованное – это равномерное распределение в некотором интервале. В нашем случае можно говорить о равномерном распределении логарифма размера $\ln L$. Оно имеет вид

$$f(\ln L - \ln L_0) = \begin{cases} 0, & \ln L - \ln L_0 < -\beta_0 \\ (2\beta_0)^{-1}, & -\beta_0 < \ln L - \ln L_0 < \beta_0 \\ 0, & \ln L - \ln L_0 > \beta_0 \end{cases} \quad (6)$$

Здесь β_0 – параметр распределения. Если рассматривается случайная величина $2\ln L$, то значение параметра равно $\beta = 2\beta_0$.

Наиболее часто используемым при описании размеров зерен, и структурных элементов в металловедении и физике твердого тела является логарифмически нормальное распределение [22]

$$f(\ln L - \ln L_0) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln L - \ln L_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) \quad (7)$$

При рассмотрении удвоенной случайной величины параметр $\sigma = 2\sigma_0$.

1. Равномерное распределение.

$$F(x_0) = \begin{cases} A - x_0, & x_0 < 2(A - B) - \beta \\ \frac{1}{8\beta} (2(A - B) - x_0)^2 - 0.75x_0 + \frac{A + B}{2} + \frac{\beta}{8}, & 2(A - B) - \beta < x_0 < 2(A - B) + \beta \\ B - 0.5x_0, & x_0 > 2(A - B) + \beta \end{cases} \quad (10)$$

2. Логарифмически нормальное распределение.

$$F(x_0) = \frac{A + B}{2} - \frac{3}{4}x_0 + \Phi\left(\frac{x_0 - 2(A - B)}{\sigma}\right) \left(\frac{x_0}{2} + B - A\right) + \frac{\sigma}{2\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(2(A - B) - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (11)$$

где $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt$ – функция Лапласа.

Фиксированный размер структурной составляющей соответствует нулевому значению параметров распределения, а само распределение становится δ -образным. В этом случае предельный переход функций (10) и (11) приводит к (8).

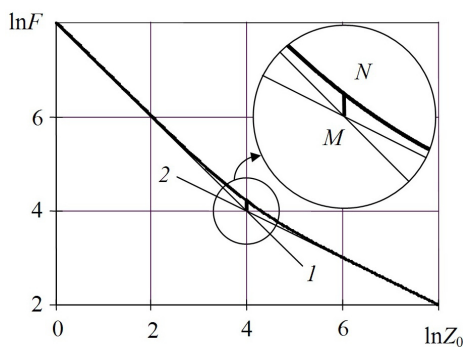


Рис.1. Зависимость $\ln F = \ln(Q^{-1} \cdot T)$ от $\ln Z_0$ с учетом логарифмически нормального распределения дефектов по размерам

Fig.1. Dependence $\ln F = \ln(Q^{-1} \cdot T)$ on $\ln Z_0$ taking into account the logarithmically normal distribution of defects in size

Введем обозначения $x = \ln Z = \ln(\alpha\omega L^2/D)$, $x_0 = \ln Z_0 = \ln(\alpha\omega L_0^2/D)$. Распределения по x подобны (6) и (7). Представим исходный график зависимости $\ln(Q^{-1} \cdot T)$ от $\ln Z$ в виде двух пересекающихся прямых

$$F_0(x) = \begin{cases} A - x, & x < 2(A - B) \\ B - 0.5x, & x > 2(A - B) \end{cases} \quad (8)$$

Найдем вид этого графика $F(x_0)$ с учетом плотностей распределения (6) и (7).

$$F(x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} F_0(x) f(x - x_0) dx \quad (9)$$

Несложный расчет приводит к следующим результатам.

На рис.1 показан график искомой зависимости для логарифмически нормального распределения. Прямыми 1 и 2 показаны участки исходного графика с фиксированной величиной размера.

Наличие распределения структурных элементов по размерам приводит к уширению переходной области от одного прямолинейного участка к другому. Причем ширина переходной области тем больше, чем больше значение параметра распределения. На вставке показан вертикальный отрезок MN , показывающий подъем исходной точки пересечения прямых. Величина подъема равна $|MN| = \frac{\sigma}{2\sqrt{2\pi}} \approx 0.2\sigma = 0.4\sigma_0$. Для равномерного распределения эта величина составляет $|MN| = \frac{\beta}{8} = \frac{\beta_0}{4}$.

Наблюдаемая в эксперименте некоторая протяженность переходной области между прямолинейными участками на зависимости $\ln(Q^{-1} \cdot T)$ от T^1 , обусловлена разбросом линейных размеров либо дефектов, либо размеров

кристаллитов, между которыми осуществляется диффузия. Параметр распределения можно оценить, измеряя длину отрезка MN . Следует, однако, учесть, что полученная величина параметра распределения будет неточной при малых истинных значениях параметра. Это связано с тем, что переходная область между прямолинейными участками имеет место даже в случае δ -образного распределения. Смена зависимостей здесь связана с диффузионными процессами, которые сами во многом имеют вероятностный характер.

Переходная область между прямолинейными участками, соответствующая преобладанию в границе тепловых вакансий также имеет некоторую протяженность. Дело в том, что концентрация структурных вакансий C_0 определяется атомным строением границы. Эта величина минимальна у специальных границ и может достигать 0,02-0,03 у высокоугловых границ общего типа [23]. В металлическом образце всегда имеются границы различных типов, поэтому имеется их распределение по этому параметру. Возможна ситуация, когда высокотемпературный прямолинейный участок не проявляется, поскольку ширина переходной области доходит до температуры плавления.

Выводы

Положение точек излома на зависимости $\ln(Q^{-1} \cdot T)$ от обратной температуры T^{-1} позволяет связать между собой частоту, при которой измеряется внутреннее трение, размеры дефектов в границах, то есть расстояние между истоками и стоками вакансий в них, коэффициент диффузии вакансий, либо коэффициент зернограницной самодиффузии. Угловой коэффициент наклона прямолинейных участков позволяет найти энергии активации высокотемпературного фона, из которого можно определить энергию миграции и образования вакансий в границе. Высота подъема точки пересечения прямолинейных участков позволяет оценить в первом приближении параметр распределения основных структурных единиц по размерам.

Список литературы

1. Золотухин И.В., Калинин Ю.Е. О высокотемпературном фоне внутреннего трения в кристаллических и аморфных твердых телах // Физика твердого тела. 1995. Т. 37, № 2. С. 536–545.
2. Калинин Ю.Е., Даринский Б.М. Высокотемпературный фон внутреннего трения в твердых телах // Металловедение и термическая обработка металлов. 2012. № 5. С. 15–18.
3. Гриднев С.А., Калинин Ю.Е. О вакансионной природе высокотемпературного фона внутреннего трения в твердых телах // Журнал технической физики. 2022. Т. 92, № 2. С. 242–249.
4. Kalinin Y.E., Kudrin A.M., Ovdak O.V., Popov I. I. Internal friction in an epoxy polymer and a fiberglass reinforced plastic based on it // Polymer Science, Series A. 2022. V. 64. P. 1–9.
5. Simas P., Castillo-Rodríguez M., Nó M.L., De-Bernardi S., Gómez-García D., Domínguez-Rodríguez A., San Juan J. High temperature internal friction measurements of 3YTZP zirconia polycrystals. High temperature background and creep // Journal of the European Ceramic Society. 2014. V. 34, N 15. P. 3859–3863.
6. Weller M., Clemens H., Haneczok G. The high-temperature damping background in intermetallic alloys // Materials Science and Engineering: A. 2006. V. 442, N 1–2. P. 138–141.
7. Тарасов Д.П. Аномалии упругих и неупругих свойств наногранулированных композиционных материалов $Co_x (CaF_2)_{100-x}$ // Журнал технической физики. 2019. N. 89, № 6. С. 902–906.
8. Б.И. Шаповал, В.М. Аржавитин. Механизмы высокотемпературного фона внутреннего трения металлов: Обзор. ЦНИИАтоминформ. М., 1988. 49 с.
9. Горшков А.А., Ломовской В.А., Наими Е.К. О природе фона внутреннего трения в поликристаллическом палладии // Вестник МИТХТ. 2009. Т. 4, № 6. С. 86-90.
10. Глейтер Г., Чалмерс Б. Большеугловые границы зерен. М.: Мир, 1975. 375 с.
11. Blanter M.S. Golovin I.S., Neuhäuser H. Sinning H.-R. Internal Friction in Metallic Materials. A Handbook. Springer. 2007. 520 p.
12. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. М.: Физматлит, 2005. 416 с.
13. Zhang L., Lu Ch., Tieu K. A review on atomistic simulation of grain boundary behaviors in face-centered cubic metals // Computational Materials Science. 2016. V. 118, P. 180–191.
14. Страумал Б.Б. Фазовые переходы на границах зерен. М.: Наука, 2003. 327 с.

15. Кульков В.Г., Цирульников П.П., Сыщиков А.А. Зернограничный фон внутреннего трения с неконсервативным скольжением // *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*. 2018. Т. 15, №3. С. 397–402.
16. Кульков В.Г. Диффузионная модель внутреннего трения в нанокристаллическом материале // *Журнал технической физики*. 2007. Т. 77, № 3. С. 43–48.
17. Кульков В.Г. Вклад зернограничных пор в высокотемпературный фон внутреннего трения в металлах с ультрамелким зерном // *Известия РАН. Серия физическая*. 2020. Т. 84, № 9. С. 1232–1235.
18. Кульков В.Г., Васильева Ю.В. Зернограничное внутреннее трение на ступенчатых границах с микронесплошностями // *Перспективные материалы*. 2009. № 7. С. 171–175.
19. Дешевых В.В., Кульков В.Г., Коротков Л.Н., Тарасов Д.П. Высокотемпературный фон внутреннего трения в нанокпозиционном материале // *Композиты и наноструктуры*. 2012. № 2. С. 24–34.
20. Gridnev S.A., Kalinin Yu.E., Dybov V.A., Popov I.I., Kashirin M.A., Tolstykh N.A. Internal friction in thin-film ferrite bismuth with an amorphous structure // *Journal of Alloys and Compounds*. 2022. V. 918. 165610.
21. Расти Дж. Изучение распределения зерен по размерам в аустенитной нержавеющей стали aisi 316L на стадии предварительного нагрева до горячей деформации // *Физика металлов и материаловедение*. 2019. т. 120, № 6. С. 637–646.
22. Готтштайн, Г. Физико-химические основы материаловедения. М.: Лаборатория знаний, 2021. 403 с.
23. Чувильдеев В.Н. Неравновесные границы зерен в металлах. Теория и приложения. М.: Физматлит, 2004. 304 с.
2. Kalinin, Yu. E. & Darinskii, B. M. (2012). High-temperature background of internal friction in alloys. *Metal Science and Heat Treatment*, 54(5–6), 221–223.
3. Gridnev, S. A. & Kalinin, Y. E. (2022). On the vacancy nature of the high-temperature background of internal friction in solids. *Journal of Technical Physics*, 92(3), 242–249. (In Russ.).
4. Kalinin, Y. E., Kudrin, A. M., Ovdak, O. V. & Popov, I. I. (2022). Internal friction in an epoxy polymer and a fiberglass reinforced plastic based on it. *Polymer Science, Series A*, 64, (1–9).
5. Simas, P., Castillo-Rodríguez, M., Nó, M. L. De-Bernardi, S., Gómez-García, D., Domínguez-Rodríguez, A. & San Juan, J. (2014). High temperature internal friction measurements of 3YTZP zirconia polycrystals. High temperature background and creep. *Journal of the European Ceramic Society*, 34(15), 3859–3863.
6. Weller, M., Clemens, H. & Haneczok, G. (2006). The high-temperature damping background in intermetallic alloys. *Materials Science and Engineering: A*, 442(1–2), 138–141.
7. Tarasov, D. P. (2019). Anomalous elastic and inelastic properties of the $\text{Co}_x(\text{CaF}_2)_{100-x}$ nanogranular composites. *Technical physics*, 64(6), 848–852.
8. Shapoval, B. I., & Arzhavitin, V. M. (1988). Mechanisms of high-temperature background of internal friction of metals: An overview. *Tsniia-tominform*. P. 49. (In Russ.).
9. Gorshkov, A. A., Lomovskoy, V. A. & Naimi, E. K. (2009). On the nature of the internal friction background in polycrystalline palladium. *Vestnik MITHT*. 4(6), 86–90. (In Russ.).
10. Gleiter, H. & Chalmers, B. (1972). High-angle grain boundaries. Pergamon Press. P. 274.
11. Blanter, M. S. Golovin, I. S., Neuhäuser, H. & Sinning, H.-R. (2007). Internal Friction in Metallic Materials. A Handbook. Springer. P. 520.
12. Gusev, A. I. (2005). Nanomaterials, nanostructures, nanotechnologies. Moscow: Fizmatlit. P. 416. (In Russ.).
13. Zhang, L., Lu, Ch. & Tieu, K. (2016). A review on atomistic simulation of grain boundary behaviors in face-centered cubic metals. *Computational Materials Science*, 118, 180–191.
14. Straumal, B. B. (2003). Phase transitions at grain boundaries. *Nauka*. P. 327. (In Russ.).
15. Kul'kov, V. G., Tsiurul'nikov, P. P. & Syshchikov, A. A. (2018). Grain boundary background of internal friction with nonconservative sliding. *Fundamental'nye problemy sovremennogo*

Информация об авторах

В. Г. Кульков – доктор физико-математических наук, профессор филиала НИУ «МЭИ» в г. Волжском.

References

1. Zolotukhin, I. V. & Kalinin, Yu. E. (1995). On the high-temperature background of internal friction in crystalline and amorphous solids. *Physics of the Solid State*, 37(2), 536–545. (In Russ.).

- materialovedenia (Basic Problems of Material Science (BPMS))*, 15(3), 397–402. (In Russ.).
16. Kul'kov, V. G. (2007). Diffusion model of internal friction in nanocrystalline materials. *Technical Physics*. 52(3), 333–338.
17. Kul'kov, V. G. (2020). Contribution of grain boundary pores to the high-temperature background of internal friction in metals with ultrafine grain. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 84 (9), 1043–1047.
18. Kul'kov, V. G. & Vasilyeva, Yu. V. (2009). Grain boundary internal friction at stepped boundaries with microplanes. *Promising materials*, 7, 171–175. (In Russ.).
19. Deshevyh, V. V., Kul'kov, V. G., Korotkov, L. N. & Tarasov, D. P. (2012). High-temperature internal friction background in nanocomposite material *Composites and nanostructures*, 2, 24–34. (In Russ.).
20. Gridnev, S. A., Kalinin, Yu. E., Dybov, V. A., Popov, I. I., Kashirin, M. A. & Tolstykh, N. A. (2022). Internal friction in thin-film ferrite bismuth with an amorphous structure. *Journal of Alloys and Compounds*, 918, 165610.
21. Rasti, J. (2019). Study of the grain size distribution during preheating period prior to the hot deformation in aisi 316L austenitic stainless steel. *The Physics of Metals and Metallography*, 120(6), 584–592.
22. Gottstein, G. (2004). *Physical Foundations of Materials Science*. Springer. P. 403.
23. Chuvildeev, V. N. (2004). Nonequilibrium grain boundaries in metals. Theory and applications. M.: Fizmatlit. P. 304. (In Russ.).

Information about the authors

V. G. Kul'kov – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of Volzhsky Branch of National Research University «MPEI».

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.
The authors declare that there is no conflict of interest.

Статья поступила в редакцию 08.08.2022; одобрена после рецензирования 15.08.2022; принята к публикации 19.08.2022.

The article was received by the editorial board on 08 Aug. 22; approved after reviewing on 15 Aug. 22; accepted for publication on 19 Aug. 22.