07,01

Нарушение соотношения Тейлора в условиях высокоэнергетических внешних воздействий

© *В.В. Малашенко* [1,2]

[1] Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина,
Донецк, ДНР
[2] Донецкий национальный университет,
Донецк, ДНР

E-mail: malashenko@fti.dn.ua

Поступила в Редакцию 4 апреля 2022 г.
В окончательной редакции 5 мая 2022 г.
Принята к публикации 6 мая 2022 г.

Теоретически проанализировано движение ансамбля краевых дислокаций в бинарном сплаве в условиях высокоскоростной деформации (high strain rate deformation). В рамках теории динамического взаимодействия дефектов (ДВД) (DID) получено аналитическое выражение для зависимости динамического предела текучести от плотности дислокаций. Определены условия нарушения соотношения Тейлора при высокоэнергетических внешних воздействиях. Объяснена экспериментально наблюдающаяся немонотонная зависимость динамического предела текучести от плотности дислокаций. Минимум этой зависимости обусловлен конкуренцией влияния различных структурных дефектов на движущиеся дислокации. Этот минимум имеет место при переходе от доминирования динамического торможения (drag) одним типом дефектов к доминированию дефектов другого типа.

Ключевые слова: дислокации, высокоскоростная деформация, дефекты, зоны Гинье–Престона, сплавы.

DOI: 10.21883/FTT.2022.08.52699.340

Высокоэнергетические внешние воздействия на металлы и сплавы порождают высокоскоростную деформацию этих материалов, которая реализуется в таких технологически важных приложениях, как формовка, резка, штамповка, высокоскоростная обработка, создание ударостойких материалов, пробивание защитных оболочек, ударное повреждение авиационных и космических летательных аппаратов и конструкций, сварка взрывом, воздействие на материалы лазерными импульсами высокой мощности, динамическое канально- угловое прессование [1–6].

Изучению влияния плотности дислокаций на формирование механических свойств металлов и сплавов посвящено огромное количество работ [7–13]. В ходе высокоскоростного деформирования скорость пластической деформации достигает значений $10^3-10^9\,\mathrm{s}^{-1}$. В большинстве статей анализ высокоскоростной деформации выполняется с помощью метода молекулярной динамики, который позволяет изучить многие особенности взаимодействия движущихся дислокаций с другими структурными дефектами и визуализировать эффекты динамического взаимодействия [14,15]. Однако этот метод не позволяет получить аналитические выражения зависимости механических свойств от скорости пластической деформации и характеристик структурных дефектов, таких как концентрация, размеры, параметр несоответствия. Развитая нами теория динамического взаимодействия дефектов (ДВД) позволяет в рамках единого подхода решить широкий круг задач о высокоскоростной деформации функциональных материалов и получить указанные выше аналитические выражения [16–21]. Механизм диссипации при динамическом взаимодействии со структурными дефектами заключается в необратимом переходе кинетической энергии дислокации в энергию ее поперечных колебаний в плоскости скольжения. Этот механизм оказывается весьма чувствительным к виду спектра дислокационных колебаний дислокации, прежде всего к наличию щели в этом спектре, поскольку именно от ее наличия и величины зависит эффективность возбуждения дислокационных колебаний.

Указанные выше особенности приводят к тому, что в условиях высокоскоростной деформации влияние различных структурных дефектов на механические свойства сплавов могут существенно отличаться от их влияния при квазистатическом деформировании. Значительную роль начинают играть динамические эффекты и такой параметр, как время взаимодействия движущейся дислокации с тормозящим ее структурным дефектом. Это время зависит как от скорости перемещения дислокации, так и от размера преодолеваемого ею дефекта. Если сплав содержит два типа дефектов, существенно различающихся своими геометрическими размерами, а, следовательно, и временем взаимодействия дислокации с такими дефектами, это приводит к появлению двух максимумов на скоростной зависимости динамического предела текучести такого сплава [20]. Такими дефектами могут быть зоны Гинье–Престона и легирующие добавки. Другое важное следствие наличия в сплаве таких структурных дефектов — изменение характера зависимости механических свойств от плотности дислокаций. Как известно, в случае квазистатической деформации зависимость предела текучести от плотности дислокаций определяется соотношением Тейлора, согласно которому предел текучести кристаллических металлов и сплавов пропорционален квадратному корню из плотности дислокаций [22]:

$$\tau_T = \alpha\mu\, b\sqrt{\rho}, \tag{1}$$

где μ — модуль сдвига, ρ — плотность дислокаций, α — безразмерный коэффициент порядка единицы, b — модуль вектора Бюргерса дислокации. Строго говоря, формула (1) должна включать слагаемое τ_0 — критическое напряжение сдвига. Однако это слагаемое не зависит от плотности дислокаций, к тому же в рассматриваемых нами случаях высоких дислокационных плотностей не является существенным. Поэтому мы, как и авторы работ [23,24], учитывать его не будем. Соотношение Тейлора является довольно универсальным. Авторы [25] наблюдали его выполнение при высокоскоростной деформации меди и стали. Однако при определенных условиях такая деформация приводит к нарушению соотношения Тейлора. Прочность бинарного сплава в условиях высокоскоростной деформации определяется силой динамического торможения дислокаций структурными дефектами. Эта сила зависит от того, какие дефекты вносят главный вклад в формирование спектральной щели и какие — непосредственно в создание динамического сопротивления движущейся дислокации. Доминирующее влияние тех или иных дефектов определяется их концентрацией и мощностью. Конкуренция динамического взаимодействия дислокаций с различными дефектами значительно усложняет характер зависимости механических свойств сплавов от плотности дислокаций. Как было показано в работе [20], в случае, когда основной вклад в торможение ансамбля движущихся дислокаций вносит торможение зонами Гинье–Престона, а основной вклад в формирование щели в спектре дислокационных колебаний — коллективное взаимодействие дислокаций, возникает нарушение соотношения Тейлора. Зависимость динамического предела текучести бинарного сплава от плотности дислокаций в этом случае становится немонотонной: корневой рост сменяется спадом. Максимум соответствует значению плотности, при которой вклад коллективного взаимодействия дислокаций в формирование спектральной щели начинает превосходить вклад коллективного взаимодействия точечных дефектов с движущимися дислокациями.

В настоящей работе получены аналитические выражения зависимости предела текучести металлов и сплавов от плотности дислокаций для различных случаев высокоскоростной деформации и показано, что такая зависимость имеет немонотонный характер.

Анализ высокоскоростной деформации состаренных бинарных сплавов будет выполнен в рамках развитой нами теории динамического взаимодействия дефектов (ДВД). Эта теория представляет собой модифицированную модель Гранато–Люкке, в рамках которой дислокация рассматривается как упругая струна, обладающая эффективным натяжением и эффективной массой полевого происхождения. Теория ДВД значительно расширяет рамки применения этой модели и позволяет объяснить с единых позиций ряд имеющихся экспериментальных данных, выявить общность физической природы совершенно различных процессов, а также предсказать ряд новых динамических эффектов, обнаружение которых может стать стимулом для постановки новых целенаправленных экспериментов.

Как было отмечено выше, основным механизмом диссипации в нашем случае является возбуждение дислокационных колебаний в результате взаимодействия дислокации со структурными дефектами. Эффективность действия такого механизма была подтверждена авторами работы [26], которые теоретически исследовали движение дислокации в динамической области скоростей и доказали, что в результате взаимодействия с точечными дефектами она испытывает сильное возбуждение собственных колебаний. Авторы приведенной работы учли случайный характер передачи движущейся дислокации импульса отдельными примесными атомами и вычислили корреляционную функцию $G(\tau) = \langle w(z,t)w(z,t+\tau)\rangle$, где функция $w(z,t)$ описывает смещение единичного участка дислокации при ее колебаниях в процессе скольжения по кристаллу. Последняя определяется экспериментально через пропорциональную ей корреляционную функцию неупругого рассеяния света $\langle E(t)E(t+\tau)\rangle$, которая может быть измерена с помощью спектроскопии оптического смещения [27]. Упомянутый экспериментальный метод дает возможность измерить флуктуации поля через флуктуации тока за времена, меньшие характерного периода колебаний дислокации, благодаря чему значительно расширяются возможности традиционных оптических методов, широко используемых при экспериментальном исследовании дислокационных структур. Согласно оценкам авторов работы [26], амплитуда раскачки дислокации может на несколько порядков превзойти амплитуду тепловых колебаний, при этом раскачка собственных колебаний происходит тем эффективней, чем большее искажение вносят точечные дефекты в решетку кристалла, то есть возрастает с увеличением параметра несоответствия.

Рассмотрим равномерное скольжение ансамбля бесконечных краевых дислокаций под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в поле структурных дефектов, хаотически распределенных в объеме кристалла. Линии дислокаций параллельны оси OZ, векторы Бюргерса параллельны оси OX, в положительном направлении которой дислокации скользят с постоянной скоростью v.

Плоскость скольжения k-й дислокации совпадает с плоскостью XOZ, а ее положение определяется функцией

$$W_k(y=0, z, t) = vt + w_k(y=0, z, t). \tag{2}$$

Слагаемое vt описывает движение центра масс дислокации со скоростью v, а функция $w(z, t)$ — колебания элемента дислокации, возникающие при взаимодействии с хаотически распределенными дефектами кристаллической структуры. Поскольку $w(z, t)$ является случайной величиной, то $\langle w(z, t) = 0\rangle$, где символ $\langle \ldots \rangle$ означает усреднение по длине дислокации и хаотическому распределению дефектов

$$\langle f(r_i)\rangle = \frac{1}{L}\int\limits_L dz \int\limits_V \prod_{i=1}^{N} f(r_i)\,\frac{dr_i}{V^N}, \tag{3}$$

где V — объем кристалла, N — число дефектов в кристалле, L — длина дислокации. При выполнении усреднения в соответствии со стандартной процедурой число дефектов N и объем кристалла V устремляются к бесконечности, при этом их отношение остается постоянным и равным средней концентрации дефектов.

Уравнение движения исследуемой дислокации имеет вид

$$m\left\{\frac{\partial^2 W_k}{\partial t^2} - c^2\,\frac{\partial^2 W_k}{\partial z^2}\right\} = b\left[\sigma_0 + \sigma_{xy}^{p} + \sigma_{xy}^{dis} + \sigma_{xy}^{G}\right] - B\,\frac{\partial W_k}{\partial t}. \tag{4}$$

Здесь m — масса единицы длины дислокации, которая, согласно [22], определяется выражением

$$m = \frac{\rho_C b^2}{4\pi(1-\gamma)}\ln\frac{L_d}{r_0}, \tag{5}$$

где ρ_C — плотность кристалла, L_d — величина порядка длины дислокации, r_0 — величина порядка атомных расстояний, γ — коэффициент Пуассона, B — константа демпфирования, обусловленная фононными, магнонными, электронными либо иными механизмами диссипации, характеризующимися линейной зависимостью силы торможения дислокации от скорости ее скольжения, c — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле, σ_{xy}^{p}, σ_{xy}^{dis}, σ_{xy}^{G} — компоненты тензора напряжений, создаваемых на линии k-й дислокации соответственно точечными дефектами (атомы второго компонента), другими дислокациями и зонами Гинье–Престона.

Дислокационное торможение в этой области в значительной степени определяется перекачкой энергии от дислокации к различным элементарным возбуждениям в кристалле, однако при высокой концентрации примесей и других дефектов решетки динамическое взаимодействие дислокации с этими дефектами становится весьма существенным и оказывает значительное влияние на ее подвижность, а также свойства кристаллов, обусловленные дислокационным движением.

Силу динамического торможения движущейся краевой дислокации точечными дефектами, согласно ДВД, будем вычислять во втором порядке теории возмущений, считая малыми поперечные колебания дислокации в плоскости скольжения, которые описываются функцией $w(z, t)$

$$F = b\left\langle \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial X}\,w\right\rangle = b\left\langle \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial X}\,G\sigma_{xy}\right\rangle, \tag{6}$$

где G — функция Грина уравнения движения дислокации. Фурье-образ этой функции имеет вид

$$G(\omega, q) = \frac{1}{\omega^2 + i\beta\omega - c^2q^2}; \quad \beta = \frac{B}{m}. \tag{7}$$

В рамках теории ДВД мы можем записать выражение для вклада различных структурных дефектов в динамический предел текучести в следующем виде

$$\tau = \frac{nb}{8\pi^2 m}\int d^3q|q_x|\cdot|\sigma_{xy}^{d}(\mathbf{q})|^2\delta\big(q_x^2v^2 - \omega^2(q_z)\big), \tag{8}$$

где $\omega(q_z)$ — спектр дислокационных колебаний, n — объемная концентрация структурных дефектов, $\sigma_{xy}(\mathbf{q})$ — Фурье-образ соответствующей компоненты тензора напряжений, создаваемых дефектом.

В случае точечных дефектов считаем их центрами дилатации и вводим плавное обрезание их упругого поля на расстоянии порядка эффективного радиуса атома для устранения нефизических расходимостей. Их устранение в нашем случае играет принципиальную роль, поскольку для корректного описания влияния коллективных эффектов на динамику дислокаций необходим учет взаимодействия структурных дефектов на расстояниях порядка постоянной решетки [17]:

$$\sigma_{xy}(\mathrm{r}) = \mu r_0^3\chi\,\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\,\frac{1-\exp(-r/r_0)}{r}. \tag{9}$$

Здесь r_0 — эффективный радиус атома точечного дефекта, χ — параметр его размерного несоответствия

$$\chi = \frac{r_0 - r_a}{r_a}. \tag{10}$$

Здесь r_a — эффективный радиус атома матрицы.

Фурье-образ необходимого нам компонента тензора напряжений имеет вид

$$\sigma_{xy}(\mathbf{q}) = 4\pi\mu r_0^3\chi\,\frac{q_xq_y}{q^2}\,\frac{r_0^{-2}}{q^2 + r_0^{-2}}. \tag{11}$$

После выполнения необходимых преобразований формула для вклада точечных дефектов (в частности, атомов второго компонента в двухкомпонентном сплаве) в величину динамического предела текучести может быть приведена к следующему виду

$$\tau = \frac{2nb\mu^2\varepsilon^2}{m}\iiint d^3q|q_x|\,\frac{q_x^2q_y^2}{q^4}\,\frac{r_0^2}{(q^2 + r_0^{-2})^2} \times \delta\big(q_x^2v^2 - \omega^2(q_z)\big). \tag{12}$$

Поскольку исследуемый механизм диссипации реализуется благодаря возбуждению колебаний дислокации, он оказывается весьма чувствительным к виду дислокационного колебательного спектра, в частности, его эффективность зависит от наличия щели в этом спектре. Наличие спектральной щели означает, что дислокация совершает колебания, находясь в параболической потенциальной яме. Задачи о колебаниях дислокации в потенциальной яме рассматривались и другими авторами, в частности, задача о дислокационных колебаниях в рельефе Пайерлса. Однако в рамках развитой нами теории решаются задачи о движении дислокации, совершающей колебания в потенциальной яме, перемещающейся по кристаллу вместе с ней. Такая яма может быть создана в результате коллективного взаимодействия точечных дефектов с движущейся дислокацией, коллективного взаимодействия дислокаций движущегося ансамбля с каждой отдельной дислокацией, магнитоупругого взаимодействия дислокации с магнитной подсистемой кристалла, действия сил изображения на дислокацию, скользящую в приповерхностном слое. В перечисленных выше случаях спектр дислокационных колебаний имеет вид

$$\omega^2(q_z) = c^2 q_z^2 + \Delta^2, \qquad (13)$$

где Δ — спектральная щель, которая по порядку величины равна $\Delta = c/L$, где L — характерный масштаб взаимодействия, вносящего главный вклад в формирование щели. Именно величина этой щели определяет глубину параболической потенциальной ямы, в которой колеблется скользящая дислокация. На глубину этой ямы, а, следовательно, и на динамическое поведение дислокаций, большое влияние может оказывать высокое гидростатическое давление, обработка которым является одним из перспективных методов улучшения свойств функциональных материалов [28].

В настоящей работе рассмотрены несколько случаев высокоскоростного деформирования, характеризующихся немонотонной зависимостью предела текучести от плотности дислокаций. Один из них реализуется, когда коллективное взаимодействие точечных дефектов с движущейся дислокацией вносит главный вклад и в формирование дислокационного спектра колебаний, и в динамическое торможение дислокаций. Вклад коллективного взаимодействия легирующих добавок в формирование спектральной щели становится доминирующим при выполнении условия

$$n_d > \left(\frac{\rho b^2}{\chi}\right)^2, \qquad (14)$$

где n_d — безразмерная концентрация легирующей примеси. Численные оценки показывают, что такой случай может быть реализован, например, при $\rho \leq 10^{14}\,\mathrm{m}^{-2}$ и $n_d = 10^{-2}$–10^{-4}.

Согласно теории ДВД, динамическое взаимодействие дефектов с дислокацией в зависимости от скорости дислокационного скольжения может иметь как коллективный характер, так и характер независимых столкновений [17]. Обозначим время взаимодействия дислокации с атомом примеси $\tau_{def} = R/v$, где R — радиус дефекта, время распространения возмущения вдоль дислокации на расстояние порядка среднего расстояния между дефектами обозначим $\tau_{pr} = l/c$. В области независимых столкновений $v > v_0 = R\Delta_{def}$ выполняется неравенство $\tau_{def} < \tau_{pr}$, т.е. элемент дислокации за время взаимодействия с точечным дефектом не испытывает на себе влияния других дефектов. В этой области щель в спектре дислокационных колебаний не возникает. В области коллективного взаимодействия $(v < v_0)$, наоборот, $\tau_{def} > \tau_{pr}$, т.е. за время взаимодействия дислокации с точечным дефектом данный дислокационный элемент успевает „почувствовать“ влияние других дефектов, вызвавших возмущение дислокационной формы. В этой области в спектре дислокационных колебаний возникает щель, которая описывается следующим выражением [17]:

$$\Delta = \Delta_d = \frac{c}{b}\,(n_d\chi^2)^{1/4}. \qquad (15)$$

Воспользовавшись результатами теории ДВД и выполняя необходимые преобразования, получим в этом случае следующее выражение для динамического предела текучести бинарного сплава

$$\tau = \frac{\dot{\varepsilon}}{\rho b}\left(\frac{\mu\chi\sqrt{n_d}}{c} + \frac{B}{b}\right) + \alpha\mu b\sqrt{\rho}. \qquad (16)$$

Здесь $\dot{\varepsilon}$ — скорость пластической деформации, B — коэффициент фононного торможения дислокации.

Полученное выражение характеризуется немонотонной зависимостью динамического предела текучести от плотности дислокаций при высокой концентрации легирующих добавок. В исследуемом случае имеет место нарушение соотношения Тейлора. С ростом плотности дислокаций происходит уменьшение предела текучести до некоторого минимального значения, после чего начинается его возрастание.

Определим плотность дислокаций, при которой динамический предел текучести имеет минимальное значение. Дифференцируя выражение (16) и приравнивая его к нулю, получим искомое выражение дислокационной плотности

$$\rho_{\min} = \left(\frac{2\dot{\varepsilon}}{\alpha\mu b^2}\left(\frac{\mu\chi\sqrt{n_d}}{c} + \frac{B}{b}\right)\right)^{2/3}. \qquad (17)$$

При полученном значении плотности вклад тейлоровского упрочнения начинает превосходить вклад динамического торможения дислокаций примесными атомами и фононами.

Выполним численную оценку. Для значений $\mu = 5 \cdot 10^{10}\,\mathrm{Pa}$, $b = 4 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{m}$, $n_d = 10^{-2}$, $\chi = 10^{-1}$,

$c = 3 \cdot 10^3$ m/s, $B = 10^{-4}$ Pa $\cdot$ s, $\dot{\varepsilon} = 10^6$ s^{-1} получим $\rho_{\min} = 10^{13}$ m^{-2}.

Соотношение Тейлора нарушается и в случае, когда коллективное взаимодействие атомов легирующей примеси с дислокациями вносит главный вклад в силу динамического торможения, а при формировании спектральной щели доминирующим является коллективное взаимодействие дислокаций между собой. Такая ситуация может быть реализована при высокой плотности дислокаций и высокой скорости пластической деформации: $\rho = 10^{15}-10^{16}$ m^{-2}, $\dot{\varepsilon} = 10^8-10^9$ s^{-1}.

В этом случае щель в спектре дислокационных колебаний описывается выражением [17]:

$$\Delta = \Delta_{dis} = b\sqrt{\frac{\rho M}{m}} = c\sqrt{\frac{2\rho}{\ln(D/l_{dis})}} \approx c\sqrt{\rho};$$

$$M = \frac{\mu}{2\pi(1-\gamma)}, \tag{18}$$

где γ — коэффициент Пуассона, l_{dis} — средняя длина дислокации, D — величина порядка размеров кристалла.

Зависимость динамического предела текучести от плотности дислокаций при этом также является немонотонной и имеет минимум, однако убывание в этом случае становится более резким

$$\tau = \mu\,\frac{n_d\chi^2}{(\rho b^2)^2}\left(\frac{\dot{\varepsilon}b}{c}\right) + \alpha\mu b\sqrt{\rho}. \tag{19}$$

Значение плотности дислокаций, соответствующее минимальному значению динамического предела текучести, при этом определяется выражением

$$\rho_{\min} = \left(\frac{4n_d\chi^2\dot{\varepsilon}}{\alpha b^4 c}\right)^{2/5}. \tag{20}$$

Подобная зависимость может наблюдаться и в состаренных бинарных сплавах, содержащих зоны Гинье–Престона. Она возникает, когда зоны Гинье–Престона дают основной вклад в динамическое торможение, а спектральная щель формируется в результате коллективного взаимодействия дислокаций. Этот случай может быть реализован при высоких значениях плотности дислокаций и концентрации зон Гинье–Престона: $\rho = 10^{15}-10^{16}$ m^{-2}, $n_G = 10^{23}-10^{24}$ m^{-3}. При этом убывание предела текучести становится более медленным

$$\tau = \mu\,\frac{n_G bR}{\sqrt{\rho}} + \alpha\mu b\sqrt{\rho}. \tag{21}$$

В рассмотренном выше случае сила динамического торможения дислокаций зонами Гинье−Престона имеет характер сухого трения, т. е. не зависит от скорости дислокационного скольжения, а, следовательно, и от скорости пластической деформации. Динамический предел текучести становится минимальным при значении дислокационной плотности

$$\rho_{\min} = \frac{n_G R}{\alpha}. \tag{22}$$

Выполним численную оценку. Для значений $n_G = 10^{23}$ m^{-3}, $R = 10^{-9}$ m получим $\rho_{\min} = 10^{14}$ m^{-2}.

Если же скорость пластической деформации достигает больших значений, отклонение от соотношения Тейлора возможно даже в чистых металлах. Реализация подобной ситуации возможна при значениях $B = 10^{-4}$ Pa $\cdot$ s, $\dot{\varepsilon} = 10^8-10^9$ s^{-1}, $\rho = 10^{15}-10^{16}$ m^{-2}. В этом случае зависимость динамического предела текучести от плотности дислокаций имеет следующий вид

$$\tau = \frac{\dot{\varepsilon}B}{\rho b^2} + \alpha\mu b\sqrt{\rho}. \tag{23}$$

Такая зависимость действительно наблюдалась экспериментально [24]. Формула (23) качественно согласуется с аналогичной формулой, полученной в работе [24], и отличается от нее лишь численным коэффициентом порядка единицы. При этом положение минимума определяется следующим значением дислокационной плотности

$$\rho_{\min} = \left(\frac{2\dot{\varepsilon}B}{\alpha\mu b^3}\right)^{2/3}. \tag{24}$$

Выполним численные оценки. Для значений $\rho = 5 \cdot 10^{15}$ m^{-2}, $\mu = 5 \cdot 10^{10}$ Pa, $b = 4 \cdot 10^{-10}$ m, $n_d = 10^{-2}$, $\chi = 10^{-1}$, $c = 3 \cdot 10^3$ m/s, $B = 10^{-4}$ Pa $\cdot$ s, $\dot{\varepsilon} = 10^6$ s^{-1} получим значение динамического предела текучести $\tau = 10^8$ Pa, что по порядку величины соответствует экспериментальным значениям [24].

Полученные результаты могут быть полезны при анализе высокоскоростной деформации металлов и сплавов.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] A.S. Savinykh, G.I. Kanel, G.V. Garkushin, S.V. Razorenov. J. Appl. Phys. **128**, 025902 (2020).

[2] G.I. Kanel, A.S. Savinykh, G.V. Garkushin, S.V. Razorenov. J. Appl. Phys., **127**, 035901 (2020).

[3] D. Batani. Europhys. Lett. **114**, *1–7*, 65001 (2016).

[4] G.V. Garkushin, G.I. Kanel, S.V. Razorenov, F.S. Savinykh. Mech. Solids **52**, *4*, 407 (2017).

[5] С.А. Атрошенко, А.Ю. Григорьев, Г.Г. Савенков. ФТТ **61**, 1738 (2019).

[6] P.N. Mayer, A.E. Mayer. J. Appl. Phys. **120**, 075901 (2016).

[7] M.E. Kassner. Acta Mater. **52**, 1 (2004).

[8] K.M. Davoudi, J.J. Vlassak. J. Appl. Phys. **123**, 085302 (2018).

[9] K.M. Davoudi. Phil. Mag. **101**, 533 (2021).

[10] C.H. Cáceres, P. Lukáč. Phil. Mag. **88**, 977 (2008).

[11] T.C. Kennedy, T. Puttapitukporn, M.E. Kassner. Acta Mechanica **165**, 73 (2003).

[12] L. Jiang, M.T. Pérez-Prado, P.A. Gruber, E. Arzt, O.A. Ruano, M.E. Kassner. Acta Mater. **56**, 1228 (2008).

[13] M.T. Pérez-Prado, A.A. Gimazov, O.A. Ruano, M.E. Kassner, A.P. Zhilyaev. Scripta Mater. **58**, 219 (2008).

[14] А.Ю. Куксин, А.В. Янилкин. Изв. РАН **1**, 54 (2015).

[15] A.V. Yanilkin, V.S. Krasnikov, A.Yu. Kuksin, A.E. Mayer. Int. J. Plasticity **55**, 94 (2014).
[16] V.V. Malashenko. Physica B: Phys. Condens. Matter **404**, 3890 (2009).
[17] В.Н. Варюхин, В.В. Малашенко. Изв. РАН. Сер. физ. **82**, *9*, 37 (2018).
[18] В.В. Малашенко. Письма в ЖТФ **46**, *18*, 39 (2020).
[19] В.В. Малашенко. ФТТ **62**, 1683 (2020).
[20] В.В. Малашенко. ФТТ **63**, 1391 (2021).
[21] В.В. Малашенко. ФТТ **63**, 2070 (2021).
[22] Дж. Хирт, И. Лоте. Атомиздат, М. (1972). 600 с.
[23] M. Zaiser, S. Sandfeld. Mod. Simul. Mater. Sci. Eng. **22**, 065012 (2014).
[24] H. Fan, Q. Wang, J.A. El-Awady, D. Raabe, M. Zaiser. Nature Commun. **12**, 1845 (2021).
[25] С.В. Разоренов, Г.В. Гаркушин, Е.Г. Астафурова, В.А. Москвина, О.Н. Игнатова, А.Н. Малышев, М.И. Ткаченко. Физ. мезомеханика **20**, 43 (2017).
[26] Г.А. Левачева, Э.А. Маныкин, П.П. Полуэктов. ФТТ **27** (1985).
[27] Д. Камминз, Э. Пайк. Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов. Мир, М. (1978). 584 с.
[28] A. Zavdoveev, E. Pashinska, S. Dobatkin, V. Variukhin, N. Belousov. Emerging Mater. Res. **4**, 89 (2014).

Редактор Д.В. Жуманов