РАДИОФИЗИКА

УДК 539.5 ГРНТИ 29.19.21
DOI: 10.34680/2076-8052.2024.3(137).351-362 Специальность ВАК 1.3.4
Поступила в редакцию / Received 08.06.2024 Принята к публикации / Accepted 20.08.2024

Научная статья

НАРУШЕНИЕ СООТНОШЕНИЯ ТЕЙЛОРА В ОБЛУЧЁННЫХ МЕТАЛЛАХ

Малашенко В. В.

Донецкий физико-технический институт имени А. А. Галкина (Донецк, Россия)

Аннотация Выполнен теоретический анализ движения ансамбля краевых дислокаций в облучённом металле в условиях высокоскоростной деформации. В рамках теории динамического взаимодействия дефектов (ДВД) получено аналитическое выражение для зависимости динамического предела текучести от плотности дислокаций. Определены условия нарушения соотношения Тейлора при высокоскоростной деформации облучённого металла. Полученная зависимость от плотности дислокаций является немонотонной и имеет минимум. Минимум этой зависимости обусловлен конкуренцией влияния структурных дефектов различного типа на движущийся дислокационный ансамбль. Он имеет место при переходе от доминирования торможения дислокационными петлями к доминированию торможения неподвижными дислокациями.

Ключевые слова: *дислокации, высокоскоростная деформация, облучённые металлы, радиационные дефекты, динамический предел текучести*

Для цитирования: Малашенко В. В. Нарушение соотношения Тейлора в облучённых металлах // Вестник НовГУ. 2024. 3 (137). 351-362. DOI: 10.34680/2076-8052.2024.3(137).351-362

Research Article

VIOLATION OF THE TAYLOR RATIO IN IRRADINATED METALS

Malashenko V. V.

Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering (Donetsk, Russia)

Abstract The motion of an edge dislocation ensemble in an irradiated metal under high strain rate deformation is theoretically analyzed. Within the framework of the theory of dynamic interaction of defects (DID) an analytical expression for the dependence of the dynamic yield stress on the dislocation density is obtained. The conditions for violation of the Taylor relation under high strain rate deformation of irradiated metal are determined. The resulting dependence on the dislocation density is nonmonotonic and has a minimum. The minimum of this dependence is due to the competition between the influence of structural defects of various types on the moving dislocation ensemble. It occurs during the transition from the dominance of drag by dislocation loops to the dominance of drag by immobile dislocations.

Keywords: *dislocations, high strain rate deformation, irradiated metals, radiation defects, dynamic yield strength*

For citation: Malashenko V. V. Violation of the Taylor ratio in irradinated metals // Vestnik NovSU. 2024. 3 (137). 351-362. DOI: 10.34680/2076-8052.2024.3(137).351-362

Введение

Функциональные металлы и сплавы в процессе эксплуатации могут подвергаться радиационному облучению, порождающему радиационные дефекты, в частности точечные дефекты и дислокационные петли. Эти структурные дефекты, взаимодействуя с ансамблем дислокаций, перемещающихся по кристаллу, оказывают существенное влияние на формирование механических свойств металлов и зависимость этих свойств от концентрации дефектов и скорости пластической деформации. Одной из главных характеристик, влияющих на механические свойства кристаллов, является плотность дислокаций. Многочисленные экспериментальные данные подтверждают, что зависимость предела текучести от плотности дислокаций при квазистатической деформации может быть описана известным соотношением Тейлора [1]:

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

где α – безразмерный коэффициент порядка единицы, μ – модуль сдвига, b – модуль вектора Бюргерса дислокации, ρ – плотность дислокаций.

При высокоэнергетическом внешнем воздействии, в частности ударно-волновом, металл может быть подвергнут высокоскоростной деформации [2-5]. При этом возможно нарушение соотношения Тейлора. В частности, это соотношение нарушается в чистых кристаллах при высокой скорости пластической деформации, что подтверждают как экспериментальные данные, так и результаты использования метода молекулярной динамики [6]. В работе [7] анализировались условия нарушения соотношения Тейлора в состаренных сплавах и металлах с высокой концентрацией примеси. В настоящей работе проанализирована высокоскоростная деформация облучённых металлов и определены условия нарушения соотношения Тейлора для этого случая.

Основная часть

Поставленная задача решается в рамках теории динамического взаимодействия структурных дефектов (ДВД) [8-10]. В основу этой теории положена известная струнная модель дислокации Гранато-Люкке, прекрасно зарекомендовавшая себя при решении огромного количества задач, особенно при анализе экспериментов по внутреннему трению. Авторы этой модели рассматривали дислокацию как струну, обладающую некоторой эффективной массой, и линейным натяжением. Благодаря этому дислокация способна совершать поперечные колебания в плоскости своего скольжения, которые возникают, в частности, при её взаимодействии с упругими полями структурных дефектов. Линейное натяжение дислокации определяется упругими константами кристалла, а её масса имеет полевое происхождение. Теория Гранато-Люкке позволила удовлетворительно описать многие экспериментальные данные, полученные при квазистатической деформации, а также в экспериментах по внутреннему трению. Однако попытки применить её для анализа надбарьерного движения дислокаций оказались не столь успешными. В области надбарьерного скольжения кинетическая энергия дислокации превосходит энергию её взаимодействия со структурными дефектами, поэтому дислокации не требуются тепловые флуктуации для преодоления полей этих дефектов. Это так называемая динамическая область скоростей, в которой дислокационные скорости составляют десятки, сотни и даже тысячи метров в секунду. Попытка авторов работы [11] использовать струнную модель для объяснения наблюдаемой зависимости силы торможения от скорости дислокаций и параметров дефектов успехом не увенчалась. Это удалось сделать в рамках теории ДВД. Её главное отличие от теории Гранато-Люкке заключается в учёте важного факта: в реальном кристалле дислокация перемещается по кристаллу, находясь в потенциальной яме, перемещающейся вместе с ней. Эта яма может быть сформирована коллективным взаимодействием точечных дефектов с дислокацией, коллективным взаимодействием движущихся дислокаций с каждой дислокацией ансамбля, магнитоупругим взаимодействием магнитной системы материала с дислокацией либо взаимодействием её со свободной поверхностью, т.е. благодаря действию сил изображения. Колебания дислокации в подвижной потенциальной яме приводят к возникновению щели в спектре дислокационных колебаний, а наличие щели оказывает существенное влияние на эффективность возбуждения дислокационных колебаний, а, следовательно, на величину и характер динамического торможения.

Будем исследовать надбарьерное скольжение ансамбля краевых дислокаций, скользящих вдоль оси OX под действием постоянной внешней нагрузки. Плоскости скольжения дислокаций параллельны плоскости XOZ. Дислокационные линии расположены параллельно оси *OZ*. Положение *j*-ой дислокации описывает функция:

$$S_j(z,t) = vt + s_j(z,t) \tag{2}$$

Здесь v – скорость скольжения дислокаций ансамбля, функция $s_j(z,t)$ описывает колебания дислокации в плоскости скольжения, вызванные её взаимодействием с упругими полями хаотически распределённых структурных дефектов. При этом, поскольку $s_j(z,t)$ является случайной величиной, то

$$\langle s_j(z,t) \rangle = 0 \tag{3}$$

Символ $\langle ... \rangle$ означает вычисление среднего значения по случайному распределению дефектов и длине дислокации

$$\langle f(r_i) \rangle = \frac{1}{L_{dis}} \int_L dz \int_V \prod_{i=1}^{N} f(r_i) \frac{dr_i}{V^N} \tag{4}$$

Здесь L_{dis} – длина дислокации, N – число дефектов в кристалле, *V* – его объем. Согласно стандартной процедуре усреднения мы устремляем к бесконечности и число дефектов *N*, и объем кристалла *V*. Отношение этих величин даёт нам среднюю концентрацию структурных дефектов.

Уравнение движения *j*-й дислокации ансамбля имеет вид:

$$m\left\{\frac{\partial^2 S_j}{\partial t^2} - c^2\frac{\partial^2 S_j}{\partial z^2}\right\} = b\left[\sigma_{xy}^{o} + \sigma_{xy}^{L} + \sigma_{xy}^{d} + \sigma_{xy}^{dis}\right] - B\frac{\partial S_j}{\partial t} \tag{5}$$

Здесь m – масса единицы длины дислокации, c – скорость звука в металле, b – модуль вектора Бюргерса дислокации, B – константа фононного торможения, σ_{xy}^{o} – компонента тензора напряжений, созданных на линии дислокации постоянной внешней нагрузкой, σ_{xy}^{L} – компонента тензора напряжений, созданной дислокационными петлями, напряжение σ_{xy}^{d} создаётся точечными радиационными дефектам, а σ_{xy}^{dis} – другими дислокациями движущегося ансамбля. Масса дислокации имеет полевое происхождение, а её величина определяется известным выражением [1]:

$$m = \frac{\rho_c b^2}{4\pi(1-\gamma)} ln\frac{L_{dis}}{r_0} \tag{6}$$

Здесь ρ_c – плотность кристалла, γ – коэффициент Пуассона, r_0 – величина порядка атомных расстояний. Типичное значение линейной плотности дислокационной массы составляет $m = 10^{-16}$ кг/м.

Дислокационные петли радиационного происхождения являются призматическими, т.е. вектор Бюргерса такой петли перпендикулярен её плоскости. Центры петель хаотически распределены по металлу, их плоскости параллельны плоскостям скольжения дислокаций. Будем считать, что все они одинаковы и имеют радиус равный R.

Надбарьерное скольжение дислокаций коренным образом отличается от движения в области квазистатической деформации, прежде всего изменением механизма диссипации. В динамической области возбуждение дислокационных колебаний в результате взаимодействия с полями упругих напряжений, созданных структурными дефектами, является основным диссипативным механизмом. Авторы работы [12] проанализировали степень эффективности данного механизма, теоретически исследуя надбарьерное дислокационное движение. Ими было доказано, что взаимодействие точечных дефектов с дислокацией приводит к сильному возбуждению собственных дислокационных колебаний. Авторами упомянутой работы была определена корреляционная функция $G(\tau) = < w(z,t)w(z,t+\tau) >$. Здесь $w(z,t)$ описывает колебания единичного дислокационного участка при движении по кристаллу. Оценки, выполненные авторами работы [12], показали, что амплитуда дислокационных колебаний, порождённых взаимодействием с точечными дефектами, может превышать амплитуду тепловых колебаний на несколько порядков. Эффективность возбуждения дислокационных колебаний возрастает при возрастании параметра несоответствия дефекта: чем сильнее отличается радиус дефекта от радиуса атома матрицы, тем больше амплитуда дислокационных колебаний.

В работах [8-10] было показано, что на эффективность этого механизма диссипации большое влияние оказывает вид спектра дислокационных колебаний, в частности, наличие щели в этом спектре, который в рассматриваемом нами случае имеет следующий вид:

$$\omega^2(q_z) = c^2 q_z^2 + \Delta^2 \tag{7}$$

Здесь Δ – спектральная щель, которая по порядку величины равна $\Delta = c/L$, где L – характерный масштаб взаимодействия, вносящего главный вклад в формирование щели.

Появление щели в дислокационном спектре является следствием того, что дислокация совершает колебания в потенциальной параболической яме, перемещающейся по кристаллу вместе с дислокацией. Такая яма, в частности, может быть создана коллективным воздействием точечных дефектов на дислокацию. Как следует из теории ДВД, точечные дефекты могут взаимодействовать с движущейся дислокацией как коллективно, так и независимо друг от друга. Характер взаимодействия определяется концентрацией дефектов и скоростью дислокационного скольжения. Введём следующие характерные времена для данной задачи: время преодоления дефекта диаметром *D* дислокацией, скользящей со скоростью v, обозначим $T_{def} = D/v$, время продвижения возмущения дислокационной формы на расстояние, примерно равное среднему расстоянию l между точечными дефектами, обозначим $T_{pr} = l/c$. Мы здесь учли, что возмущение дислокационной формы распространяется вдоль дислокации со скоростью звука в твёрдом теле. Если выполняется неравенство $T_{def} > T_{pr}$, это значит, что за время преодоления дислокацией одного дефекта она успевает почувствовать на себе влияние соседних дефектов, т.е. при прохождении каждого атома примеси дислокация «ощущает» влияние коллектива примесных атомов. В противоположном случае ($T_{def} < T_{pr}$) дислокация преодолевает дефект так быстро, что «помощь» соседей дойти до него не успевает. Это область независимых столкновений, здесь щель в спектре дислокационных колебаний не возникает, она появляется только в области коллективного взаимодействия, поскольку именно это взаимодействие и порождает подвижную потенциальную яму, являющуюся причиной возникновения щели. Уравнение для определения этой спектральной щели может быть записано в следующем виде:

$$\Delta_d^2 = \frac{nb^2}{8\pi^3 m^2} \iiint d^3p \frac{p_x^2 \left|\sigma_{xy}(p)\right|^2}{\Delta_d^2 + c^2 p_z^2 - p_x^2 v^2} \quad (8)$$

Здесь n – объемная концентрация точечных дефектов, а интегрирование выполняется по всему импульсному пространству. Приближённое выражение для спектральной щели, создаваемой коллективным взаимодействием точечных дефектов, имеет вид [7]:

$$\Delta = \Delta_d = \frac{c}{b}(n_d \chi^2)^{1/4} \quad (9)$$

Здесь n_d – безразмерная концентрация точечных дефектов, χ – параметр их размерного несоответствия.

Коллективное взаимодействие дислокаций движущегося ансамбля также способно создать подвижную потенциальную яму для каждой дислокации этого ансамбля. Спектральная щель, порождаемая такой потенциальной ямой, будет иметь следующий вид [7]:

$$\Delta = \Delta_{dis} = b\sqrt{\frac{\rho\mu}{2\pi m(1-\gamma)}} \quad (10)$$

Здесь μ – модуль сдвига.

Если плотность дислокаций высока, то именно их взаимодействие вносит доминирующий вклад в формирование спектральной щели. Это происходит в том случае, когда плотность дислокаций превышает критическое значение, определяемое выражением:

$$\rho_0 = \frac{\sqrt{n_d \chi^2}}{b^2}. \quad (11)$$

Взяв для выполнения численных оценок значения $n_d = 10^{-4}$, $\chi = 10^{-1}$, $b = 3 \cdot 10^{-10}$ м, получим, что коллективное взаимодействие дислокаций ансамбля будет вносить главный вклад в формирование щели в дислокационном спектре при значении плотности дислокаций $\rho = 10^{15}$-10^{16}м^{-2}. В настоящей статье анализируется именно случай высокой плотности дислокаций.

Как было отмечено выше, подвижная потенциальная яма, в которой совершают колебания скользящие по кристаллу дислокации, может быть также создана благодаря действию сил изображения. Такая ситуация реализуется при движении краевой дислокации в приповерхностном слое параллельно свободной поверхности [8]. Подвижная потенциальная яма может также возникнуть как результат магнитоупругого взаимодействия дислокации с магнитной системой кристалла, однако доминирующим такое взаимодействие может быть только в материалах с гигантской магнитострикцией, которая на два-три порядка превышает магнитострикцию обычных магнетиков [8]. Кроме того, высокое гидростатическое давление приводит к перенормировке упругих констант гидростатически сжатого кристалла, тем самым влияя на величину спектральной щели, создаваемой коллективным взаимодействием точечных дефектов или дислокаций движущегося ансамбля, что является важным каналом влияния высокого давления на динамику дислокаций.

Теория ДВД является феноменологической, выражения физических характеристик, полученные на её основе, позволяют оценить только порядок их величины. В этой теории не учитывается ряд особенностей пластической деформации, например процессы зарождения и аннигиляции дислокаций, средняя плотность дислокаций в процессе деформации считается неизменной. Однако в теории ДВД правильно описан механизм диссипации энергии, характерный для надбарьерного движения дислокаций, и учтено влияние коллективных эффектов в дефектной системе на динамику дислокаций. Это позволило объяснить ряд экспериментальных зависимостей, не находивших объяснения в рамках ранее использованных подходов, например, линейную зависимость константы динамического торможения дислокаций точечными дефектами от скорости дислокаций и параметра размерного несоответствия дефектов и корневую зависимость от их концентрации [13]. К тому же теория ДВД позволила предсказать ряд новых динамических эффектов и закономерностей, проверка которых может способствовать постановке новых экспериментов. Она является весьма прозрачной с физической точки зрения и позволяет понять суть анализируемых физических процессов. Это позволило, в частности, сформулировать условия возникновения экстремумов силы динамического торможения, и, как следствие, экстремумов динамического предела текучести на зависимостях от скорости дислокаций и концентрации структурных дефектов. Как следует из теории ДВД, максимум имеет место в тех точках, где происходит изменение спектральной щели, минимум – там, где происходит смена доминирующего дислокационного торможения. Подтверждением этого положения является и результат данной статьи: зависимость динамического предела текучести является немонотонной и имеет минимум, положение которого соответствует сформулированному выше условию.

При вычислении силы динамического торможения дислокации структурными дефектами мы считаем малыми её колебания, возникающие в результате взаимодействия с упругими полями этих дефектов. Это позволяет нам вычислять силу дислокационного торможения во втором порядке теории возмущений:

$$F_d = b\left\langle \frac{\partial \sigma_{xy}^d}{\partial X} w \right\rangle = b\left\langle \frac{\partial \sigma_{xy}^d}{\partial X} G\sigma_{xy}^d \right\rangle \tag{12}$$

Здесь G – функция Грина уравнения дислокационного движения. Для вычислений нам понадобится Фурье-образ этой функции, который имеет следующий вид:

$$G(\omega, q) = \frac{1}{\omega^2 + i\beta\omega - c^2 q^2}; \beta = \frac{B}{m} \tag{13}$$

Чтобы вычислить предел текучести кристалла, необходимо суммировать вклады точечных радиационных дефектов τ_d, дислокационных петель τ_L, тейлоровского упрочнения τ_T и фононного торможения τ_f [14]

$$\tau = \tau_T + \tau_f + \tau_L + \tau_d \tag{14}$$

Вклад фононного торможения в предел текучести определяется известным выражением [1]:

$$\tau_f = \frac{B\dot{\varepsilon}}{\rho b^2} \tag{15}$$

Здесь $\dot{\varepsilon}$ – скорость пластической деформации, *B* – константа фононного торможения.

Для вычисления вклада дислокационных петель в величину динамического предела текучести металла воспользуемся результатами теории динамического взаимодействия дефектов (ДВД) [7-9].

$$\tau_L = \frac{n_L b^2}{4\pi^2 mcv} \int_{-\infty}^{\infty} dp_y \int_{\Delta/v}^{\infty} dp_x \frac{p_x \left|\sigma_{xy}^L(p_x, p_y, 0)\right|^2}{\sqrt{p_x^2 - (\Delta/v)^2}} \tag{16}$$

Здесь n_L – объёмная концентрация дислокационных петель, σ_{xy}^L – Фурье-образ компоненты тензора напряжений, создаваемых на линии дислокации этими петлями, *m* – масса единицы длины дислокации (массы всех дислокаций считаем одинаковыми), *c* – скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн, *v* – скорость движения дислокаций ансамбля.

Необходимая нам компонента тензора напряжений круговой дислокационной петли имеет вид:

$$\sigma_{xy}^L(\boldsymbol{r}) = -\frac{\mu b_0 y \cos\phi}{2(1-\gamma)R^2} J(1,1;2) \tag{17}$$

Здесь μ – модуль сдвига, R – средний радиус дислокационной петли, $\mathbf{r} = (x, y, z)$, $\rho = \sqrt{x^2 + z^2}$, $x = \rho\cos\varphi$, $z = \rho\sin\varphi$, $J(m, n; p)$ – интегралы Лифшица-Ханкеля, задаваемые соотношением:

$$J(m,n;p)=\int_0^\infty J_m(k)J_n(k\frac{\rho}{R})\,exp(-k\frac{|y|}{R})k^p dk \tag{18}$$

Здесь $J_m(k)$ – функция Бесселя.

Производя необходимые вычисления, получим выражение для силы торможения дислокации дислокационными петлями, расположенными случайным образом в плоскости *XOZ*

$$F_L=\beta\frac{c}{v}\Phi_1(y) \tag{19}$$

Здесь введены обозначения

$$\beta=\frac{n_s R\left(\mu b b_0\right)^2}{64mc^2(1-\gamma)^2}\,;\; k=\frac{R}{\sqrt{y^2+R^2}}\,;\; t=\frac{y}{R} \tag{20}$$

$$\begin{gathered}\Phi_1(y)=\frac{t^2k}{(1-k^2)^2}[2k^2(4k^4t^2-2(1-k^2))E(k)+\\+(1-k^2)(8(1-k^2)-4k^2t^2(2-k^2))K(k)]\end{gathered} \tag{21}$$

Здесь $E(k)$ и $K(k)$ – полные эллиптические интегралы, n_s – концентрация дислокационных петель в плоскости *XOZ*, b_0 – модуль вектора Бюргерса дислокационной петли, γ – коэффициент Пуассона. Если же дислокационные петли хаотически разбросаны по металлу в плоскостях параллельных плоскости скольжения дислокаций, то после усреднения вклад силы динамического торможения краевой дислокации этими петлями в величину динамического предела текучести может быть описан следующим приближённым выражением:

$$\tau_L=\mu\frac{n_L bR}{2(1-\gamma)\sqrt{\rho}} \tag{22}$$

Здесь n_L – объёмная концентрация дислокационных петель. Отметим, что полученное выражение справедливо для области скоростей деформации, в которой сила динамического торможения дислокаций дислокационными петлями имеет характер сухого трения. Эта область скоростей определяется неравенством:

$$\dot{\varepsilon}<\varepsilon_{\mathrm{cr}}=\rho bR\Delta \tag{23}$$

Мы анализируем случай высокой плотности дислокаций $\rho=10^{15}-10^{16}\,\text{м}^{-2}$. Тогда именно коллективное взаимодействие дислокаций определяет формирование спектральной щели, которая в этом случае определяется выражением (10). Концентрация дислокационных петель также является очень высокой и составляет

$n_L = 10^{23} - 10^{24}\,\text{м}^{-3}$. Для вычисления силы динамического торможения дислокации точечными радиационными дефектами воспользуемся результатами теории ДВД. После выполнения необходимых вычислений получим выражение для динамического предела текучести облучённого кристалла в следующем виде:

$$\tau = \frac{B\dot{\varepsilon}}{\rho b^2} + \mu \frac{n_L b R}{\sqrt{\rho}} + \alpha\mu b\sqrt{\rho} + \mu \frac{n_d \chi^2}{(\rho b^2)^2}\left(\frac{\dot{\varepsilon} b}{c}\right) \quad (24)$$

Выполним численные оценки. Для значений $\mu = 4\cdot 10^{10}$ Па, $n_d = 10^{-4}$, $\chi = 10^{-1}$, $\dot{\varepsilon} = 10^4\,\text{с}^{-1}$, $b = 3\cdot 10^{-10}$ м, $R = 10^{-9}\,\text{м}$, $n_L = 10^{24}\,\text{м}^{-3}$, $\rho = 10^{15}\,\text{м}^{-2}$, $B = 10^{-4}\,\text{Па}\cdot\text{с}$ получим, что порядок величин τ_d и τ_f составляет $10^4\,\text{Па}$, а порядок величин τ_L и τ_T примерно $10^8\,\text{Па}$. Таким образом, при указанных выше значениях главный вклад в величину предела текучести облучённого металла вносит торможение дислокаций ансамбля дислокационными петлями (τ_L) и другими дислокациями (τ_T). Анализ полученного выражения показывает, что в этом случае зависимость предела текучести от плотности дислокаций является немонотонной и имеет минимум, положение которого определяется выражением:

$$\rho_{\min} = \frac{n_L R}{2(1-\gamma)\alpha} \quad (25)$$

Полученный результат согласуется с выводами теории ДВД, о которых было сказано выше: положение минимума определяется значением плотности дислокаций, при котором доминирование торможения подвижных дислокаций дислокационными петлями сменяется доминированием их торможения неподвижными дислокациями.

Заключение

Механизм диссипации энергии в условиях высокоскоростной деформации кардинально отличается от механизма диссипации при деформации квазистатической и заключается в необратимом переходе энергии внешних воздействий в энергию поперечных колебаний дислокации. При этом на высокоскоростную деформацию огромное влияние оказывают динамические коллективные эффекты. Эти два обстоятельства и являются причиной отклонения полученной зависимости от соотношения Тейлора в условиях высокоскоростной деформации облучённого металла.

Полученные результаты могут быть полезными при анализе механических свойств облучённых металлов в условиях высокоэнергетических внешних воздействий.

Список литературы

1. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций: перевод с английского. Москва: Атомиздат, 1972. 599 с.

2. Smith R. F., Eggert J. H., Rudd R. E., Swift D. C., Bolme C. A., Collins G. W. High strain-rate plastic flow in Al and Fe Collins // Journal of Applied Physics. 2011. 110 (12). 123515. DOI: 10.1063/1.3670001

3. Batani D. Matter in extreme conditions produced by lasers // EPL: A Letters Journal Exploring the Frontiers of Physics. 2016. 114 (5/6). 65001. DOI: 10.1209/0295-5075/114/65001

4. Tramontina D., Bringa E., Erhart P., Hawreliak J., Germann T., Ravelo R., Higginbotham A., Suggit M., Wark J., Park N., Stukowski A., Tang Y. Molecular dynamics simulations of shock-induced plasticity in tantalum // High Energy Density Physics. 2014. 10. 9-15. DOI: 10.1016/J.HEDP.2013.10.007

5. Tapasa K., Bacon D. J., Osetsky Yu. N. Computer simulation of dislocation-solute interaction in dilute Fe-Cu alloys // Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering. 2006. 14 (7). 1153-1166. DOI: 10.1088/0965-0393/14/7/004

6. Fan H., Wang Q., El-Awady J. A., Raabe D., Zaiser M. Strain rate dependency of dislocation plasticity // Nature Communications. 2021. 12 (1). 1845. DOI: 10.1038/s41467-021-21939-1

7. Малашенко В. В. Нарушение соотношения Тейлора в условиях высокоэнергетических внешних воздействий // Физика твёрдого тела. 2022. 64 (8). 1012-1017. DOI: 10.21883/FTT.2022.08.52699.340

8. Варюхин В. Н., Малашенко В. В. Динамические эффекты в дефектной системе кристалла // Известия РАН. Серия физическая. 2018. 82 (9). 1213-1218. DOI: 10.1134/S0367676518090259

9. Malashenko V. V. Dynamic drag of edge dislocation by circular prismatic loops and point defects // Physica B Condensed Matter. 2009. 404 (21). 3890-3893. DOI: 10.1016/j.physb.2009.07.122

10. Малашенко В. В. Особенности высокоскоростной деформации состаренных сплавов // Физика твёрдого тела. 2023. 65 (8). 1375-1378. DOI: 10.21883/FTT.2023.08.56156.70

11. Natsik V. D., Chishko K. A. Effect of impurities on dynamic dragging: of dislocations // Crystal Research and Technology. 1984. 19 (6). 763-768. DOI: 10.1002/crat.2170190606

12. Левачева Г. А., Маныкин Э. А., Полуэктов П. П. Стохастическое возбуждение собственных колебаний дислокации при ее движении // Физика твёрдого тела. 1985. 27 (12). 3709-3711.

13. Kaneda T. Frictional force on a fast moving dislocation in copper dilute alloys // Journal of the Physical Society of Japan. 1970. 28 (5). 1205-1211. DOI: 10.1143/JPSJ.28.1205

14. Aagesen L. K., Miao J., Allison J. E., Aubry S., Arsenlis A. Prediction of Precipitation Strengthening in the Commercial Mg Alloy AZ91 Using Dislocation Dynamics // Metallurgical and Materials Transactions A. 2018. 49A. 1908-1915. DOI: 10.1007/s11661-018-4530-6

References

1. Hirth John., Lothe J. Teoriya dislokatsiy [Theory of Dislocations]. Moscow: Atomizdat, 1972. 599 p.

2. Smith R. F., Eggert J. H., Rudd R. E., Swift D. C., Bolme C. A., Collins G. W. High strain-rate plastic flow in Al and Fe Collins // Journal of Applied Physics. 2011. 110 (12). 123515. DOI: 10.1063/1.3670001

3. Batani D. Matter in extreme conditions produced by lasers // EPL: A Letters Journal Exploring the Frontiers of Physics. 2016. 114 (5/6). 65001. DOI: 10.1209/0295-5075/114/65001

4. Tramontina D., Bringa E., Erhart P., Hawreliak J., Germann T., Ravelo R., Higginbotham A., Suggit M., Wark J., Park N., Stukowski A., Tang Y. Molecular dynamics simulations of shock-induced plasticity in tantalum // High Energy Density Physics. 2014. 10. 9-15. DOI: 10.1016/J.HEDP.2013.10.007

5. Tapasa K., Bacon D. J., Osetsky Yu. N. Computer simulation of dislocation-solute interaction in dilute Fe-Cu alloys // Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering. 2006. 14 (7). 1153-1166. DOI: 10.1088/0965-0393/14/7/004

6. Fan H., Wang Q., El-Awady J. A., Raabe D., Zaiser M. Strain rate dependency of dislocation plasticity // Nature Communications. 2021. 12 (1). 1845. DOI: 10.1038/s41467-021-21939-1

7. Malashenko V. V. Violation of the Taylor relation under high-energy external influences // Physics of the Solid State. 2022. 64(8). 1012-1017. DOI: 10.21883/FTT.2022.08.52699.340

8. Varyukhin V. N., Malashenko V. V. Dinamicheskiye effekty v defektnoy sisteme kristala [Dynamic Effects in a Defective System of Crystal] // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2018. 82(9). 37-42. DOI: 10.1134/S0367676518090259

9. Malashenko V. V. Dynamic drag of edge dislocation by circular prismatic loops and point defects // Physica B Condensed Matter. 2009. 404 (21). 3890-3893. DOI: 10.1016/j.physb.2009.07.122

10. Malashenko V. V. Osobennosti vysokoskorostnoy deformatsii sostarennykh splavov [Features of high strain rate deformation of aged alloys] // Physics of the Solid State. 2023. 65(8). 1375-1378. DOI: 10.21883/FTT.2023.08.56156.70

11. Natsik V. D., Chishko К. A. Effect of impurities on dynamic dragging: of dislocations // Crystal Research and Technology. 1984. 19 (6). 763-768. DOI: 10.1002/crat.2170190606

12. Levacheva G. A., Manykin E. A., Poluektov P. P. Stochastic excitation of natural oscillations of a dislocation during its motion // Physics of the Solid State. 1985. 27 (12). 3709-3711.

13. Kaneda T. Frictional force on a fast moving dislocation in copper dilute alloys // Journal of the Physical Society of Japan. 1970. 28 (5). 1205-1211. DOI: 10.1143/JPSJ.28.1205

14. Aagesen L. K., Miao J., Allison J. E., Aubry S., Arsenlis A. Prediction of Precipitation Strengthening in the Commercial Mg Alloy AZ91 Using Dislocation Dynamics // Metallurgical and Materials Transactions A. 2018. 49A. 1908-1915. DOI: 10.1007/s11661-018-4530-6

Информация об авторе

Малашенко Вадим Викторович – доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Донецкий физико-технический институт имени А. А. Галкина (Донецк, Россия), ORCID: 0000-0001-7073-8762, malashenko@donfti.ru