

## Механизм пластического коллапса наноразмерных кристаллов с ОЦК-решеткой при одноосном сжатии

© Г.А. Малыгин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: malygin.ga@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 25 декабря 2017 г.)

В рамках дислокационно-кинетического подхода, основанного на нелинейном кинетическом уравнении для плотности дислокаций, предпринята попытка рассмотреть проблему катастрофического пластического коллапса бездефектных нанокристаллов металлов с ОЦК-решеткой при одноосном их сжатии с постоянной скоростью деформации. Найдены решения этого уравнения в виде бегущих волн, описывающие процесс размножения дислокаций по мере движения волны по кристаллу от локального дислокационного источника. Сравнение теории с результатами экспериментов на бездефектных нанокристаллах Mo показало, что их сверхвысокая прочность на начальном этапе деформации связана с низкой скоростью нарастания пластической деформации кристалла по сравнению с ростом ее упругой компоненты. Последующий за этим пластический коллапс кристалла вызван резким увеличением пластической компоненты, оканчивающийся достижением равенства скоростей упругой и пластической деформаций.

DOI: 10.21883/FTT.2018.06.46006.354

### 1. Введение

Современная тенденция миниатюризации различных технических устройств требует знания деформационного поведения элементов устройств с поперечными размерами в микро- и нанодиапазоне. Выполненные в этом направлении исследования показывают, что сопротивление пластической деформации металлических кристаллов с размерами поперечного сечения  $D < 1 \mu\text{m}$  зависит от размера сечения кристалла [1–3] и наличия в исходном кристалле дефектов [4–6]. Важное значение имеет также тип решетки (ГЦК [7,8] или ОЦК [4–6,9–11]) и технология изготовления кристалла: методом вырезания на поверхности массивного кристалла micro- и nanopillars (микро- и наностолбиков) фокусированным ионным пучком (ФИП) [1,2,7,8] или выращивания металлических „усов“ (whiskers) из газовой фазы [12,13].

Эксперименты [1,2,8,9] по пластическому сжатию микростолбиков металлов с ГЦК решеткой (Cu, Al, Ni, Au) с сечениями  $D$  в диапазоне 100–1000 nm показали, что их напряжение течения увеличивается с уменьшением сечения согласно закону  $\sigma \sim D^{-n}$ , где  $n = 0.6–1.0$  — показатель чувствительности напряжений к размерному фактору. Степенной характер этой зависимости согласно [3,14] вызван наличием радиационных дефектов в виде петель внедрения в приповерхностном слое микростолбиков при вырезке их ионным пучком [6]. В процессе пластической деформации петли превращаются в скользящие дислокации с образованием однополюсных дислокационных источников вблизи поверхности кристалла [15,16].

Что касается металлов с ОЦК-решеткой, то эксперименты [2,4–6,9–11] по пластическому сжатию наностолбиков Mo, W, Nb, Ta и V выявили две особенности их де-

формационного поведения по сравнению с ГЦК-металлами. Это — корреляция между величиной показателя чувствительности напряжения течения к размерному фактору и температурой  $T_c$  ОЦК-металла, выше которой напряжение Пайерлса в нем обращается в нуль [17]. Оказалось, что чем выше эта температура, тем меньше показатель  $n$ . Так, для Nb и V  $T_c \approx 400$  K, и величина показателя  $n$  при температуре опыта  $T = 293$  K практически не отличается от величины этого показателя для ГЦК-металлов [18]. Для Ta, Mo и W критические температуры  $T_c$  находятся в интервале 500–800 K, и показатель степени  $n$  снижается до значений 0.3–0.5. Теоретический анализ этого эффекта показал [18], что снижение наступает, когда критическая длина однополюсных дислокационных источников  $L_S = \delta_S D$ , где  $\delta_S < 1$  становится меньше размера парных перегибов  $L_k = L_0(1 - T/T_c)$ , где параметр  $L_0$  определяется параметрами потенциального рельефа Пайерлса. В результате активационная длина однополюсных дислокационных источников становится зависящей не только от поперечного сечения нанокристалла, но и от размера парных перегибов.

Другая особенность пластической деформации нанокристаллов металлов с ОЦК-решеткой, обсуждению механизма которой посвящена настоящая работа, состоит в том, что сжатие [4,6,19] или растяжение [5] нанокристаллов Mo после отжига в нем дефектов (дислокаций) сопровождается катастрофическим пластическим коллапсом нанокристалла. Напряжение начала коллапса не зависит от поперечного сечения нанокристалла (в интервале  $D = 300–1000$  nm, исследованных в [4,19]) и достигает высоких значений,  $\mu/26$ , сопоставимых с сопротивлением кристалла молибдена гомогенному сдвигу,  $\mu/8$  [20], где  $\mu \approx 130$  GPa — модуль сдвига Mo. Пластические деформации составляют при

этом величину порядка 50%. Оценки согласно расчетам [21] показывают, что для генерации дислокаций из двухполюсного (double-ended) источника Франка–Рида требуется напряжение  $\tau/\mu \approx \alpha(b/L_F) = 1/400$  при величине вектора Бюргерса  $b = 0.25 \text{ nm}$ ,  $\alpha \approx 1$  и длине источника  $L_F = 400b \approx 100 \text{ nm}$ . В случае однополюсного (single-ended) источника для этого требуется вдвое меньшее напряжение ( $\alpha \approx 0.5$ ). Величина напряжения Пайерлса в молибдене  $\tau_P \approx \mu/200$  [22] недостаточна для того, чтобы объяснить высокое сопротивление бездефектных кристаллов Мо пластической деформации. Уровень напряжений  $\mu/26$  могут обеспечить не зависящие от поперечного размера кристалла двухполюсные источники Франка–Рида с активационной длиной  $L_F = 25b \approx 60 \text{ nm}$ , сопоставимой с длиной дислокационных источников при гомогенном механизме их образования в кристалле. Согласно [23] критическая длина  $L_c$  образования такого источника определяется соотношением

$$L_c = \frac{\mu b}{4\pi\tau} \left( \frac{2-\nu}{1-\nu} \right) \left( \ln \left( \frac{L_c}{b} \right) + 1 \right), \quad (1)$$

где  $\nu$  — коэффициент Пуассона. Подставляя в (1)  $\nu = 0.33$ ,  $L_c/b = 25$ , получаем для критической длины источника оценку  $L_c/b = \alpha(\mu/\tau)$ , где  $\alpha \approx 1$  и, следовательно, при  $L_c = 25b$  находим, что  $\tau/\mu = 1/25$ .

Образование и действие в нанокристалле одного дислокационного источника не может обеспечить катастрофический пластический коллапс кристалла. Для этого требуется более или менее равномерное распределение некоторой плотности таких источников в объеме кристалла. Вторым возможным сценарий — это, когда эмиссия дислокаций из одного источника сопровождается их размножением и образованием волны плотности дислокаций (фронта Людерса), движущейся по кристаллу с величиной локальной пластической деформации (деформации Людерса  $\varepsilon_L$ ) порядка 50%. Именно такая ситуация имеет место при растяжении бездефектных микрокристаллов („усов“) меди диаметром 1–20  $\mu\text{m}$  [3,12,13]. Поэтому ниже мы ограничимся анализом этого сценария для ОЦК нанокристаллов, базируясь на уравнениях и соотношениях кинетики дислокаций и учитывая особенности пластической деформации металлов с объемноцентрированной кубической решеткой.

## 2. Основные уравнения и соотношения

Нагружение кристалла тем или иным способом сопровождается генерацией дислокаций из дислокационных источников, их размножением и иммобилизацией на препятствиях, аннигиляцией дислокаций, а при неоднородном распределении дислокаций — также их диффузией. Кинетическое уравнение для плотности дислокаций, учитывающее эти элементарные кинетические процессы

имеет вид [24–26]

$$\frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} = \lambda_D u \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + n_V u + \left( \frac{1}{\lambda_m} - \frac{1}{\lambda_{im}} \right) u \rho + \delta_f u \rho^{3/2} - h_a u \rho^2, \quad (2)$$

где  $\rho(x, t)$  — зависящая от координаты  $x$  и времени  $t$  плотность дислокаций,  $u$  — их скорость,  $\lambda_D$  — характерное расстояние диффузии дислокаций,  $n_V$  — объемная плотность дислокационных источников;  $\lambda_m$  и  $1/\delta_f \rho^{1/2}$  — расстояние свободного пробега дислокаций между актами их размножения на препятствиях, соответственно не деформационного и деформационного (лес дислокаций) происхождения,  $\delta_f \approx 10^{-2}$  — коэффициент, определяющий вероятность образования рекомбинационного узла при пересечении дислокаций некомпланарных систем скольжения;  $\lambda_{im}$  — расстояние свободного пробега дислокаций между актами их иммобилизации на препятствиях не деформационного происхождения,  $h_a$  — характерное расстояние аннигиляции винтовых участков дислокационных петель механизмом микропоперечного (micro-slip) скольжения. Уравнение (2) при  $n_V = 0$  применялось ранее для анализа механизма образования неоднородных (ячеистых) дислокационных структур в кристаллах [24,25]. А также при анализе механизма формирования ударных пластических волн при высокоскоростном деформировании кристаллов [26]. При  $n_V = 0$  оно относится к типу нелинейных дифференциальных уравнений, часто встречающихся в задачах массопереноса, теории горения веществ и при моделировании био- и экоеволюционных процессов. Указанные уравнения имеют следующий общий вид [27]

$$\frac{\partial w(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + a_0 w + b_0 w^m + c_0 w^{2m-1} \quad (3a)$$

и решения типа бегущей волны

$$w(x, t) = \frac{1}{[p + C \exp(qt + rx)]^{\frac{1}{m-1}}}, \quad (3b)$$

где  $C$  — константа интегрирования. Параметры волны  $p$ ,  $q$  и  $r$  зависят от коэффициентов  $a_0$ ,  $b_0$  и  $c_0$  уравнения (3a) и находятся из системы алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} q_0 p^2 + b_0 p + c_0 &= 0, \\ r^2 - (1-m)q + q_0(1-m)^2 &= 0, \\ r^2 - q + (1-m) \left( 2a_0 + \frac{b_0}{p} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (3c)$$

При  $m = 3/2$  уравнение (3a) принимает форму уравнения (2) (при  $n_V = 0$ ).

Из результатов наблюдений [6,11] следует, что возникновению пластического коллапса нанокристаллов Мо предшествует образование тонкой линии скольжения в результате эмиссии дислокаций из локального дислокационного источника в середине или на конце кристалла.

Если расстояние свободного пробега эмитированных источником дислокаций  $\lambda_f = 1/\delta_f \sqrt{\rho}$  больше сечения кристалла  $D$ , то механизм размножения дислокаций на дислокациях леса не участвует в увеличении плотности дислокаций в кристалле. Как показывают оценки, такая ситуация имеет место в кристаллах с сечениями  $D < 1 \mu\text{m}$ . В чистых нанокристаллах эффективное расстояние свободного пробега дислокаций, генерируемых дислокационным источником, меньше поперечного сечения кристалла,  $\lambda_m = D/\beta$ , где  $\beta > 1$ , поскольку в процессе деформации происходит накопление дислокаций в объеме кристалла. С другой стороны, в отсутствие препятствий внутри нанокристалла единственным механизмом иммобилизации дислокаций является уход дислокаций через его поверхность с расстоянием свободного пробега  $\lambda_{im} = D$ . Учитывая все эти обстоятельства, вместо уравнения (2) имеем следующее редуцированное уравнение

$$\frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} = \lambda_D u \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\beta - 1}{D} u \rho - h_a u \rho^2. \quad (4a)$$

В безразмерных переменных  $\psi = \rho/\rho_{\max}$ ,  $\bar{t} = t/t_m$ ,  $\bar{x} = x/x_m$  оно принимает вид известного уравнения нелинейной диффузии Колмогорова–Петровского–Пискунова

$$\frac{\partial \psi(\bar{x}, \bar{t})}{\partial \bar{t}} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial \bar{x}^2} + \psi - \psi^2, \quad (4b)$$

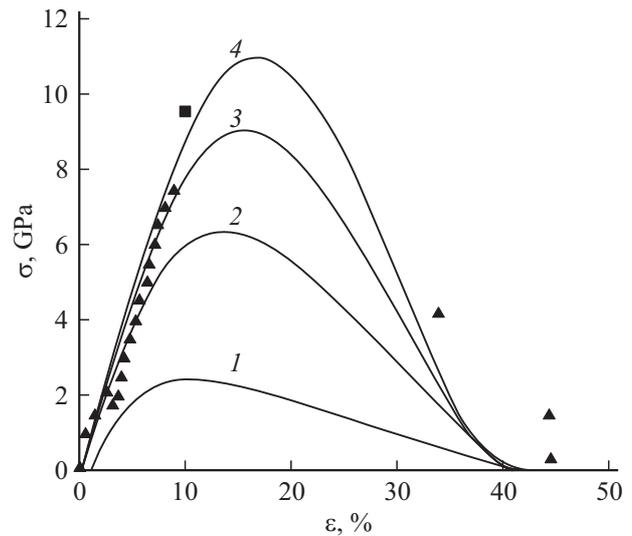
где  $\rho_{\max} = (\beta - 1)/bDk_a$ ,  $k_a = h_a/b$  — коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций разных знаков,  $t_m = \lambda_m/u$  и  $x_m = (\lambda_D \lambda_m)^{1/2}$ . Коэффициенты в правой части уравнения (4b) согласно (3a) имеют значения:  $a_0 = 0$ ,  $b_0 = 0$  и  $c_0 = -1$ . В результате, решая уравнения (3c), находим значения параметров  $p = 1$ ,  $q = -5/6$  и  $r = 1/\sqrt{6}$ . Подставляя их в (3b) и переходя к размерным переменным, получаем при константе интегрирования  $C = p = 1$  решение уравнения (4a) для плотности дислокаций в виде бегущей волны

$$\rho(x, t) = \frac{\rho_{\max}}{\left[1 + \exp\left(\frac{x - Ut}{w}\right)\right]^2}, \quad (5)$$

где  $\rho_{\max}$  — плотность дислокаций за фронтом волны,  $w(D) = (6\lambda_D D/(\beta - 1))^{1/2}$  и  $U(D) = 5(\lambda_D(\beta - 1)/6D)^{1/2}u$  — соответственно ширина фронта и скорость волны.

### 3. Механизм пластического коллапса

На рис. 1 экспериментальные точки демонстрируют диаграмму сжатия бездефектного нанокристалла Мо диаметром 91 nm, длиной (высотой) 313 nm, полученного травлением поверхности массивного кристалла фокусированным ионным пучком и [6]. Деформация нанокристалла и отжиг в нем дефектов осуществлялись прямо в колонне трансмиссионного электронного микроскопа, что позволяло контролировать дефектную структуру



**Рис. 1.** Кривые напряжение–деформация при сжатии нанокристалла Мо с поперечным сечением 91 nm. Экспериментальные точки: квадрат — данные [4], треугольники — [6]. Кривые 1–4 — результаты расчета напряжений согласно уравнению (6b) с учетом скорости и ширины дислокационного фронта (8b) при значениях параметра  $m = 3/2, 5/4, 7/6$  и  $9/8$  соответственно.

кристалла. После отжига кристалл содержал в средней своей части одиночную дислокационную петлю диаметром около 10 nm. Из диаграммы на рис. 1 видно, что до деформации 8.8% и напряжения 7.43 GPa нанокристалл деформируется упруго, а затем испытывает катастрофическое пластическое сжатие и полную потерю механической прочности. По оценке авторов плотность дислокаций в деформированном кристалле была не меньше  $10^{15} \text{m}^{-2}$ . Эффект катастрофического пластического „размягчения“ при упругом напряжении 9.5 GPa наблюдался также в бездефектных нанокристаллах Мо, полученных химическим травлением эвтектического сплава Ni–Al–Mo [4]. Очевидно, что наличие радиационных дефектов в нанокристалле, приготовленном методом ФИП, снижает его сопротивление пластической деформации на порядок, до уровня 1 GPa и меньше [1–3], по сравнению с бездефектным кристаллом. Если отожженный бездефектный нанокристалл Мо предварительно продеформировать на 4–10%, то его прочность также снижается до такого же низкого уровня [4].

При одноосном сжатии нанокристалла с постоянной скоростью деформации  $\dot{\epsilon}_0$  имеем следующее уравнение, описывающее эволюцию напряжения сжатия со временем  $t$ ,

$$\sigma(t) = K \left[ \dot{\epsilon}_0 t - \frac{1}{L_0} \int_0^{L_0} \epsilon_{pl}(x, t) dx \right], \quad (6a)$$

где  $K$  — модуль упругости (жесткости) системы кристалл-деформирующее устройство,  $L_0$  — начальная длина (высота) нанокристалла,  $\epsilon_{pl}(x, t) = m_{sm} b \rho(x, t) \lambda$  — величина пластической деформации согласно соотноше-

нию Орована,  $m_{sm}$  — фактор Шмида,  $\lambda \approx D$  — расстояние свободного пробега дислокаций, вносящее вклад в деформацию,  $\rho$  — плотность дислокаций, определяемая уравнением (5). Подставляя ее в (6а), получаем уравнение для сравнения теории с приведенными на рис. 1 результатами эксперимента

$$\sigma(t, D, l_0) = K \left[ \dot{\epsilon}_0 t - \frac{(\beta - 1)m_{sm}}{k_a l_0} \int_0^{l_0} \frac{dx}{\left[ 1 + \exp\left(\frac{s - U(D)t}{w(D)}\right) \right]^2} \right] \quad (6b)$$

Интеграл в квадратной скобке формулы (6b) описывает рост пластической компоненты деформации кристалла по мере продвижения волны плотности дислокаций по нему. На рис. 1 кривая 1 демонстрирует результаты расчета напряжения согласно уравнению (6b) при следующих значениях параметров:  $K = 100$  ГПа,  $\dot{\epsilon}_0 = V_0/L_0 = 1.6 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ , где  $V_0 = 5 \text{ nm/s}$  и  $L_0 = 313 \text{ nm}$  соответственно скорость сжатия и высота (длина) кристалла [6];  $\beta = 4$ ,  $m_s = 0.5$  — фактор Шмида,  $k_a = 3$  — величина коэффициента аннигиляции винтовых дислокаций в Мо при температуре 293 К [28] ( $T/T_m = 0.1$ ,  $T_m = 2900 \text{ K}$  — температура плавления Мо),  $l_0 = 166 \text{ nm}$  — часть кристалла, подвергшаяся пластическому сжатию,  $\lambda_D = 3b$ ,  $b = 0.27 \text{ nm}$  — модуль вектора Бюргерса Мо,  $u = 17.3 \text{ nm/s}$  — скорость дислокаций. Видно, что кривая 1 качественно согласуется с результатами эксперимента, но количественное соответствие отсутствует. Анализ показал, что варьирование в разумных пределах приведенных выше параметров для кристаллов Мо не улучшает существенно это соответствие.

Общее уравнение (3а) содержит еще один параметр, позволяющий значительно улучшить согласие между теорией и экспериментом. Это параметр  $m$ , определяющий величину показателя степени второго слагаемого в правой части уравнения (4b). Уравнение (4b) и его решение имеют в этом случае соответственно вид

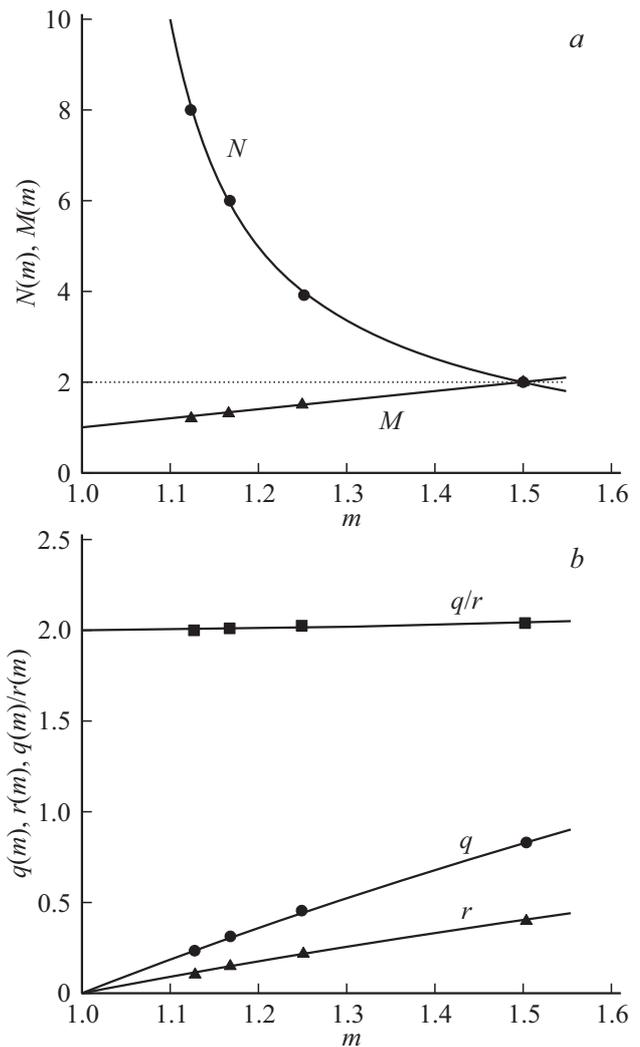
$$\frac{\partial \psi(\bar{x}, \bar{t})}{\partial \bar{t}} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial \bar{x}^2} + \psi - \psi^{M(m)}, \quad (7a)$$

$$\psi(\bar{x}, \bar{t}) = \frac{1}{[p + C \exp(r\bar{x} - q\bar{t})]^{N(m)}}, \quad (7b)$$

где  $M(m) = 2m - 1$ ,  $N(m) = 1/(m - 1)$ . На рис. 2, а сплошные линии демонстрируют зависимости коэффициентов  $M$  и  $N$  от параметра  $m$ ; отдельными точками указаны значения этих коэффициентов при значениях  $m = 3/2, 5/4, 7/6$  и  $9/8$ . Соответственно, решая (3с) при  $b_0 = 0$ , получаем для коэффициентов  $p, r$  и  $q$  в (7с) соотношения

$$p = C = 1, \quad r(m) = [-q(m) + 2(m - 1)]^{1/2}, \quad (7с)$$

$$q(m) = \frac{1}{m} [(1 - m)^2 + 2(m - 1)].$$



**Рис. 2.** Зависимости значений показателей степеней  $M(m)$  и  $N(m)$  (а) и величины коэффициентов  $q(m)$  и  $r(m)$ , а также их отношения (б) согласно уравнениям (7) от величины параметра  $m$ . Точки — значения этого параметра, указанные в подписи к рис. 1.

На рис. 2, б кривые 1 и 2 иллюстрируют эти соотношения. В результате, в размерных переменных выражение для плотности дислокаций (7б) принимает вид

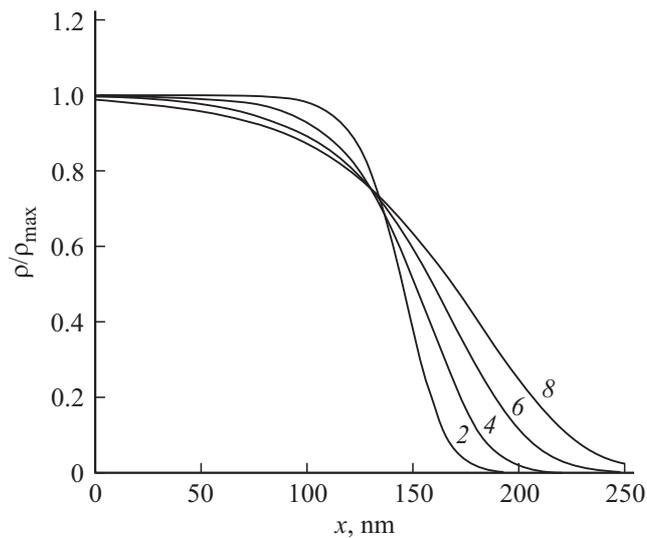
$$\rho(x, t, D, m) = \frac{\rho_{\max}}{\left[ 1 + \exp\left(\frac{x - U_m(D, m)t}{w_m(D, m)}\right) \right]^{N(m)}}, \quad (8a)$$

где

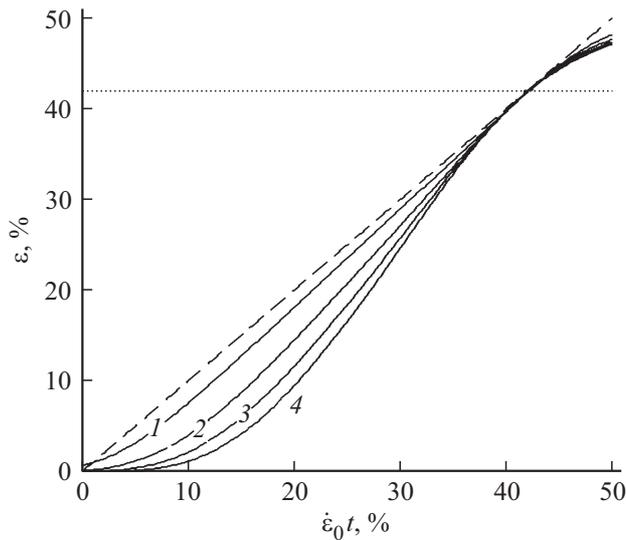
$$U_m(D, m) = \frac{q(m)}{r(m)} \left[ (\beta - 1) \frac{\lambda_D}{D} \right] u,$$

$$w_m(D, m) = r(m)^{-1} \left[ \frac{\lambda_D D}{\beta - 1} \right]^{1/2}. \quad (8б)$$

Величина отношения коэффициентов  $q$  и  $r$  практически не зависит от параметра  $m$  и равна 2 (рис. 2, б, кривая 3).



**Рис. 3.** Форма фронта волны плотности дислокаций в координатах  $\rho/\rho_{\max} - x$  согласно уравнению (8a) при значениях параметра  $m$ , указанных в подписи к рис. 1. Цифры у кривых — величина показателя степени  $N$  в уравнении (8a).



**Рис. 4.** Зависимость упругой  $\varepsilon_{el} = \dot{\varepsilon}_0 t$  (штриховая кривая) и пластической  $\varepsilon_{pl}$  (кривые 1–4) компонент деформации нанокристалла Mo согласно уравнению (9) при значениях параметра  $m = 3/2, 5/4, 7/6$  и  $9/8$  соответственно. Пунктирная кривая — величина деформации, при которой достигается равенство скоростей деформации,  $\dot{\varepsilon}_0 = \dot{\varepsilon}_{pl}$ .

На рис. 1 кривые 1–4 демонстрируют расчет напряжений согласно уравнению (6b), в котором вместо скорости волны  $U(D)$  и ширины ее фронта  $w(D)$  фигурируют их аналоги (8b), зависящие от параметра  $m$ , равного соответственно  $3/2, 5/4, 7/6$  и  $9/8$ . Рис. 3 показывает в координатах  $\rho/\rho_{\max} - x$  распределение плотности дислокаций в пластически деформированной части кристалла согласно соотношениям (8) при указанных значениях параметра  $m$  и показателях степени  $N = 2, 5, 6$  и  $8$ ,

скоростях дислокаций  $u$  соответственно 17.3, 21.2, 25.6 и 30.5 nm/s для момента времени  $t = 28$  s. Видно, что снижение величины параметра  $m$  сопровождается ростом ширины фронта дислокационной волны. На рис. 4 кривые 1–4 демонстрируют согласно уравнению

$$\varepsilon_{pl}(t, m) = \frac{(\beta - 1)m_{sm}}{k_a l_0} \int_0^{l_0} \frac{dx}{\left[1 + \exp\left(\frac{x - U_m(D)t}{w_m(D)}\right)\right]^2}, \quad (9)$$

зависимость пластической деформации кристалла в сравнении с ростом его упругой деформации  $\dot{\varepsilon}_0 t$  (штриховая кривая). Видно, что на начальном этапе деформации, в пределах первых 10% упругая компонента деформации значительно превышает пластическую компоненту и тем больше, чем меньше величина параметра  $m$ . В результате начало пластической деформации кристалла наступает при более высоком уровне напряжений (рис. 1, кривые 3 и 4), что согласуется с экспериментальными данными [4,6].

Снижение показателя степени с 2 до  $4/3$  и  $5/4$  в лагемом, описывающем аннигиляцию винтовых участков дислокационных петель в уравнениях (4), свидетельствует о снижении вероятности наступления этого события в исследованном в [4] нанокристалле по сравнению с более объемными кристаллами, когда эта вероятность соответствует простой бимолекулярной реакции. С чем это связано требует отдельного исследования.

## 4. Выводы

1. Экспериментальные данные [4,6] по пластической деформации бездефектных нанокристаллов Mo показывают, что по сравнению с нанокристаллами, содержащими дефекты (дислокации) [1–3,4,18], бездефектные кристаллы имеют на порядок более высокую прочность (в смысле их сопротивления пластической деформации). С другой стороны, как видно из приведенного выше анализа этой деформации, раз начавшись, она в бездефектном нанокристалле развивается по катастрофическому сценарию.

2. Особенность пластической ОЦК нанокристаллов по сравнению с их ГЦК аналогами состоит в наличии у них напряжения трения Пайерлса для движения дислокаций. Это позволяет получать бездефектные нанообразцы и экспериментировать с ними, сохраняя их исходное бездефектное состояние. Кроме того, ранее было показано, что при наличии в них дефектов чувствительность ОЦК нанообразцов к размерному фактору (к величине их поперечного сечения) меньше, чем у ГЦК нанокристаллов [10,18].

3. Пластическая деформация ГЦК бездефектных микрорекристаллов „усов“ [12,13] с поперечными сечениями  $D > 1 \mu\text{m}$  также развивается по катастрофическому сценарию. Но по несколько иному, поскольку преобладающим механизмом размножения дислокаций в них является размножение дислокаций на дислокациях „леса“ при пересечении некомпланарных плоскостей скольжения.

## Список литературы

- [1] M.D. Uchic, P.A. Shade, D.M. Dimiduk. *An. Rev. Mater. Res.* **39** 361 (2009).
- [2] J.R. Greer, J.T.M. de Hosson. *Progr. Mater. Sci.* **56**, 654 (2011).
- [3] Г.А. Малыгин. *УФН* **181**, 1129 (2011).
- [4] H. Bei, S. Shim, G.M. Pharr, E.P. George. *Acta Mater.* **56**, 4762 (2008).
- [5] C. Chisholm, H. Bei, M.B. Lowry, J. Oh, S.A. Syed Asif, O.L. Warren, Z.W. Shan, E.P. George, A.M. Minor. *Acta Mater.* **60**, 2258 (2012).
- [6] M.B. Lowry, D. Kiener, M.M. Le Blank, C. Chisholm, J.N. Florando, J.W. Morris, A.M. Minor. *Acta Mater.* **58**, 5160 (2010).
- [7] J.R. Greer, W.D. Nix. *Phys. Rev. B* **73**, 245410 (2006).
- [8] D.M. Dimiduk, M.D. Uchic, T.A. Parthasarathy. *Acta Mater.* **53**, 4065 (2005).
- [9] Ju-Y. Kim, D. Jang, J.R. Greer. *Acta Mater.* **58**, 2355 (2010).
- [10] A.S. Schneider, B.G. Clark, C.R. Frick, P.A. Gruber, E. Arzt. *Mater. Sci. Eng. A* **508**, 241 (2009).
- [11] K.Y. Xie, Y. Wang, S. Ni, X. Liao, J.M. Cairney, S.P. Ringer. *Scripta Mater.* **65**, 1037 (2011).
- [12] S.S. Brenner. *J. Appl. Phys.* **28**, 1023 (1957).
- [13] K. Ioshida, Y. Gotoh, M. Yamamoto. *J. Phys. Soc. Jpn.* **24**, 1099 (1968).
- [14] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **54**, 1507 (2012).
- [15] D. Kiener, A.M. Minor. *Acta Mater.* **59**, 1328 (2011).
- [16] K.S. Ngan, A.N. Ngan. *Scripta Mater.* **59**, 796 (2008).
- [17] A.S. Schneider, D. Kaufman, B.G. Clark, C.R. Frick, P.A. Gruber, R. Mönig, O. Kraft, E. Arzt. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 105501 (2009).
- [18] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **54**, 1141 (2012).
- [19] H. Bei, S. Shim, E.P. George, M.K. Miller, E.G. Herbert, G.M. Pharr. *Scripta Mater.* **57**, 397 (2007).
- [20] Sh. Ogata, J. Li, N. Hirosaki, Y. Shibutani, S. Yip. *Phys. Rev. B* **70**, 104104 (2004).
- [21] S.I. Rao, D.M. Dimiduk, M. Tang, M.D. Uchic, T.A. Parthasarathy, C. Woodward. *Philos. Mag.* **87**, 4777 (2007).
- [22] Y. Kamimura, K. Edagava, S. Takeuchi. *Acta Mater.* **61**, 294 (2013).
- [23] M.A. Meyers, M.S. Schneider, H. Jarmakani, B.K. Kad, B.A. Remington, D. Halantar, J. McNaney, B. Cao, J. Wark. *Met. Mater. Trans. A* **39**, 304 (2008).
- [24] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **37**, 3 (1995).
- [25] Г.А. Малыгин. *УФН* **169**, 979 (1999).
- [26] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **55**, 721 (2013).
- [27] А.Д. Полянин, В.Ф. Зайцев. *Справочник по нелинейным уравнениям математической физики*. Физматлит, М. (2002).
- [28] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **47**, 870 (2005).