Физика твердого тела, 2015, том 57, вып. 9

07

Дислокационно-кинетический анализ откольного разрушения ГЦК- и ОЦК-кристаллов при ударно-волновом нагружении

© Г.А. Малыгин [1], С.Л. Огарков [2], А.В. Андрияш [2]

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова,
Москва, Россия

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

(Поступила в Редакцию 26 марта 2015 г.)

В рамках дислокацонно-кинетической модели образования и распространения ударных волн в кристаллах при их интенсивном ударно-волновом нагружении обсуждается механизм откольного разрушения кристаллов на микро- и макроуровнях с учетом эмпирических данных, имеющихся в литературе. Установлено, что на макроуровне время откольного разрушения t_f для кристаллов Cu, Ni, α-Fe и Ta в интервале времен $10^{-6}-10^{-9}$ s изменяется с давлением в волне σ как $t_f = \varepsilon_f/\dot{\varepsilon} = K_f(E/\sigma)^4$, где $\dot{\varepsilon} = K_\sigma(\sigma/E)^4$ — скорость пластической деформации согласно соотношению Свигла–Грэди, K_f, K_σ и $\varepsilon_f = K_f K_\sigma \approx 3-5\%$ — соответственно коэффициенты и деформация откольного разрушения, не зависящие от давления, E — модуль Юнга. На микроуровне проведен дислокационно-кинетический расчет зон пластической деформации вокруг зародышей пор как концентраторов напряжений и мест локализации деформации на фронте ударной волны. Показано, что коалесценция пор и образование откольной трещины являются результатом суперпозиции касательных напряжений и пластических деформаций в перемычках между порами при сужении перемычек до размера порядка двух размеров пор.

1. Введение

Ударно-волновые эксперименты показывают, что монокристаллические образцы чистых металлов обладают более высоким сопротивлением откольному разрушению (spallation) [1] по сравнению с бикристаллами [2], поликристаллами [3] и нанокристаллическими материалами [4,5]. Сопротивление отколу монокристаллических образцов, однако, снижается, если они содержат частицы выделений [6] или окислов [3,7]. Как и границы зерен, преципитаты являются концентраторами напряжений и местами зарождения нанопор и микротрещин. В чистых монокристаллах, не содержащих частиц выделений, в качестве мест образования зародышей пор рассматриваются скопления деформационных вакансий [8,9], границы дислокационных ячеек [2], места пересечения плоскостей [10] и полос [11,12] скольжения.

Рост и коалесценция пор под действием растягивающего напряжения отраженной от тыльной поверхности кристалла ударной волны сопровождаются отколом (пластическим отрывом) части кристалла, примыкающей к этой поверхности. До сих пор неясно, какой из этих процессов — зарождение нанопор, их рост или коалесценция — определяет такие измеряемые экспериментально макрохарактеристики откольного разрушения, как напряжение σ_f, деформация ε_f и время t_f откола. В настоящей работе этот вопрос рассмотрен на примере монокристаллических образцов металлов с ГЦК- и ОЦК-решетками при чисто пластическом механизме откольного разрушения. Анализ экспериментальных данных [3,13–16] базируется на дислокационно-кинетической модели [17,18] образования и распространения ударных волн в рассматриваемых кристаллах.

2. Время и деформация откольного разрушения.

В ударно-волновых экспериментах обычно определяют напряжение σ_f и скорость $\dot{\varepsilon}$ откольного разрушения путем анализа скорости смещения свободной поверхности образца при выходе на нее волны сжатия. В работе [16] в дополнение к этому было определено также время откольного разрушения t_f от момента нагружения кристалла ударом до момента потери связи с ним отколовшегося сегмента. На рис. 1 для монокристаллических образцов ГЦК- (Cu, Ni) и ОЦК- (α-Fe, Ta) металлов приведены данные [16] по зависимости времени откольного разрушения t_f от давления в ударной волне в координатах $\lg t_f - \lg(\sigma/E)$, где E — модуль упругости, соответствующего металла (см. таблицу). На рис. 1 линии *1* и *2* ограничивают область времен t_f, содержащую основной массив экспериментальных точек, и описываются соотношениями

$$t_{f1} = K_{f1}\left(\frac{E}{\sigma}\right)^4, \qquad t_{f2} = K_{f2}\left(\frac{E}{\sigma}\right)^4, \tag{1}$$

где $K_{f1} = 3.2 \cdot 10^{-14}$ s, $K_{f2} = 16 \cdot 10^{-14}$ s, $K_{f2}/K_{f1} = 5$. В таблице приведены также значения коэффициентов для исследованных металлов, найденные с помощью аппроксимации зависимостей $t_f(\sigma)$ степенным законом $t_f = K_f(E/\sigma)^4$, аналогичным (1).

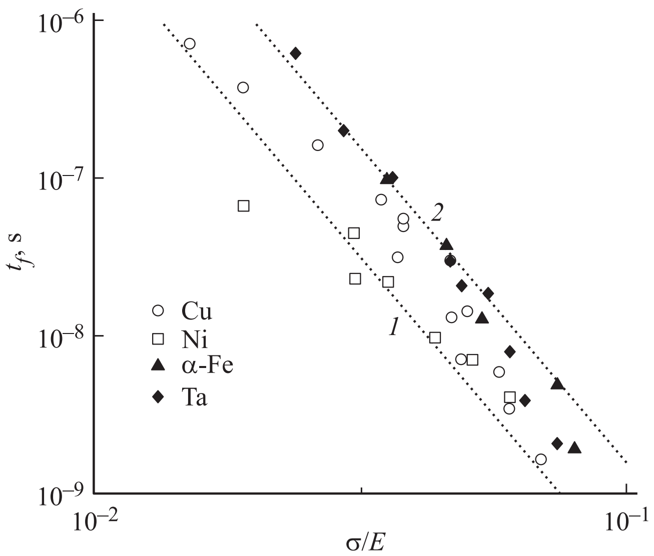

Рис. 1. Зависимость времени откольного разрушения кристаллов Cu, Ni, α-Fe и Ta от давления в ударной волне [16]. Линии *1* и *2* — расчет согласно соотношениям (1).

На степенной характер зависимости времени откольного разрушения от давления было ранее обращено внимание в [17]. Там же было сделано предположение, что она обусловлена степенной зависимостью скорости пластической деформации $\dot{\varepsilon}$ от давления (соотношение Свигла–Грэди [13,14])

$$\dot{\varepsilon} = K_\sigma \left(\frac{\sigma}{E}\right)^4. \tag{2}$$

В таблице приведены значения коэффициентов K_σ, найденные в [17] при обработке данных [13–15] для кристаллов Cu, α-Fe и Ta. Согласно [4,17–19], степенная зависимость скорости пластической деформации от давления вызвана кубической зависимостью плотности геометрически необходимых (ГН) дислокаций ρ_G, генерируемых на фронте ударной волны, от давления

$$\frac{\rho_G}{\rho_{G0}} = \frac{1}{(3\chi)^3}\left(\frac{\sigma}{E}\right)^3 = \left(\frac{\varepsilon_G}{3}\right)^3,$$

$$\rho_{G0} = \frac{\pi^2}{0.8\sqrt{2}(1-\nu)b^2} \approx \frac{13}{b^2} \tag{3}$$

(где $\chi = 3(1-\nu)/(1+\nu)$, ν — коэффициент Пуассона, b — вектор Бюргерса, $\varepsilon_G = \ln(V_0/V)$ — величина несовместности деформаций сжатой (удельный объем V) и не претерпевшей еще сжатие (удельный объем V_0) областей кристалла) и линейной зависимостью скорости дислокаций u от напряжения сдвига при вязком механизме их торможения $u = (b/B)\tau$,

$$\tau = m\,\frac{1-2\nu}{1-\nu}\,\sigma. \tag{4}$$

Здесь τ — касательное напряжение при одноосном характере удара, B — коэффициент вязкого торможения

Значения коэффициентов в формулах (1), (2) и (5) для различных металлов

Параметр	Cu [13]	α-Fe [14]	Ta [15]
$K_f \cdot 10^{14}$, s	3.9	16.0	16.0
$K_\sigma \cdot 10^{-12}$, s^{-1}	1.0	0.2	0.29
ε_f, %	3.9	3.2	4.6
E, GPa	128	210	190

дислокаций, $m = 0.41$ — ориентационный фактор при направлении удара вдоль оси [100] кристалла. В результате в соответствии с формулой Орована для скорости пластической деформации $\dot{\varepsilon} = mb\rho_G u$ получаем соотношение (2).

Предполагая далее, что деформация откольного разрушения ε_f определяется скоростью пластической деформации (2) и временем откольного разрушения (1), имеем для нее соотношение

$$\varepsilon_f = \dot{\varepsilon}t_f = K_\sigma K_f. \tag{5}$$

На рис. 2 приведены результаты расчета деформации ε_f согласно соотношению (5). Значения коэффициентов K_σ для кристаллов Cu, α-Fe и Ta из таблицы умножались на приведенные на рис. 1 значения времен t_f соответствующих кристаллов. Видно, что основной массив расчетных точек находится в диапазоне деформаций $\varepsilon_f = 3-10\%$ (линии *1* и *2*). Ширина этого диапазона определяется главным образом большим разбросом точек для монокристаллов меди. Для кристаллов α-Fe и Ta разброс меньше и составляет $\pm 1\%$. В таблице приведены усредненные значения деформаций откольного разрушения ε_f

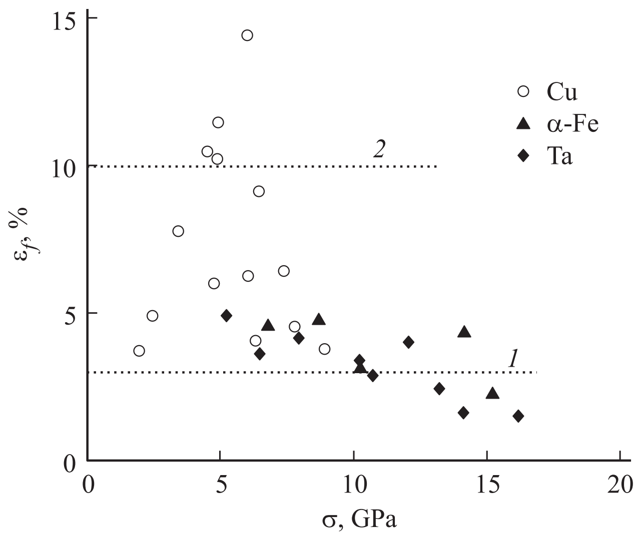

Рис. 2. Зависимость деформации откольного разрушения кристаллов Cu, α-Fe и Ta от давления в ударной волне: расчет согласно соотношению (5) с использованием экспериментальных данных [13–16] (см. таблицу и рис. 1). Линии *1* и *2* — границы области основного массива экспериментальных точек.

для рассматриваемых металлов. Они располагаются в более узком интервале деформаций 3−5%. Отметим также, что в согласии с соотношением (5) деформации ε_f практически не зависят от давления.

3. Пластический рост и коалесценция пор

Какая из упомянутых выше трех стадий откольного разрушения вносит основной вклад в деформацию ε_f? Фрактографический анализ ямочной (dimple) структуры поверхностей откольного разрушения кристаллов меди показывает [16], что в момент откола, т. е. при коалесценции пор, между размером пор D_f и средним расстоянием между ними L_f существует эмпирическое соотношение, не зависящее от давления,

$$L_f = 3D_f. \tag{6}$$

Наблюдения, моделирование методом молекулярной динамики и расчеты показывают, что вокруг каждой растущей поры как концентратора напряжений существует область локализованной деформации шириной $\sim D$ в виде эмитированных порой дислокаций [8–10] и линий скольжения [16]. Из соотношения (6) следует, что коалесценция пор начинается, когда области локализованной деформации вокруг соседних пор соприкасаются. Очевидно, что до тех пор, пока зародыши пор не вырастут до указанных размеров и расстояния между ними, откольное разрушение кристалла не происходит.

Чтобы количественно проанализировать это обстоятельство, рассмотрим две модели пластического роста пор с учетом особенностей нагружения кристалла ударной волной: модель Макклинтока роста пор в полосе скольжения [12] и модель локализованного роста пор как концентраторов напряжения [8,9]. В обоих случаях при рассмотрении используется дислокационно-кинетическая модель образования и распространения ударных волн в металлических кристаллах [17–20].

3.1. Пора в полосе скольжения. Модель Макклинтока предполагает, что зародыши пор размером D_0 образуются в полосе скольжения и увеличивают свой размер D с ростом степени пластической деформации ε согласно уравнению

$$\ln\left(\frac{D}{D_0}\right) = \frac{\varepsilon}{1-n}\,\mathrm{sh}\left(\frac{(1-n)\sigma}{\tau}\right), \tag{7}$$

где σ и τ — действующие в полосе напряжения растяжения и сдвига соответственно, $\varepsilon = m\gamma$, γ — сдвиговая деформация, n — показатель степени в законе деформационного упрочнения кристалла $\tau \sim (\varepsilon)^n$. Модель предполагает, что пора имеет двумерный в плоскости xy и протяженный в направлении оси z характер. На ударном фронте, согласно (4), отношение напряжений растяжения и сдвига в полосе σ/τ равно ~ 5 при $\nu = 0.34$. Скорость роста поры с деформацией зависит также от показателя степени n, т. е. от закона деформационного упрочнения кристалла на фронте волны.

В случае интенсивного ударно-волнового нагружения монокристаллических образцов ГЦК- и ОЦК-металлов, как уже отмечалось выше, на фронте ударной волны (по традиционной терминологии упругом предвестнике) образуются ГН-дислокации в виде расширяющихся дислокационных петель [19]. В компланарных плоскостях скольжения винтовые участки петель могут аннигилировать путем поперечного скольжения, а в некомпланарных, пересекающихся плоскостях скольжения — размножаться друг на друге как на дислокациях леса. На фронте ударной волны доминирует аннигиляция дислокаций. В результате имеем следующее кинетическое уравнение для плотности дислокаций ρ:

$$\frac{d\rho}{dt} = \left(\frac{d\rho}{dt}\right)_G - h_a u\rho^2, \tag{8a}$$

где с учетом (3) скорость генерации ГН-дислокаций определяется соотношениями

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right) = \rho_{G0}\left(\frac{\varepsilon_G}{3}\right)^2 \dot{\varepsilon}_G = \rho_{G0}\left(\frac{\rho}{\rho_{G0}}\right)^{2/3} \dot{\varepsilon}_G. \tag{8b}$$

Второе слагаемое в правой части (8a) описывает скорость аннигиляции винтовых участков дислокационных петель, $h_a = bk_a$, k_a — коэффициент аннигиляции дислокаций. Производную по времени от плотности дислокаций ρ в левой части уравнения (8a) можно преобразовать к виду $d\rho/dt = (d\rho/d\varepsilon)\dot{\varepsilon}$, где $\dot{\varepsilon}_G = \dot{\varepsilon} = mb\rho u$ — скорость пластической деформации. После подстановки найденных соотношений в (8a) получаем уравнение

$$m\frac{d\rho}{d\varepsilon} = \rho_{G0}\left(\frac{\rho}{\rho_{G0}}\right)^{2/3} - k_a\rho. \tag{9a}$$

Интегрируя его с помощью подстановки $\rho = \psi^3$, находим зависимость плотности ГН-дислокаций от величины пластической деформации ε

$$\rho(\varepsilon) = \rho_m\left[1 - \exp\left(-\frac{1}{3m}k_a\varepsilon\right)\right]^3. \tag{9b}$$

Из решения (9b) следует, что при деформациях $\varepsilon \ll 3m/k_a$ плотность дислокаций изменяется с деформацией по кубическому закону $\rho \sim \varepsilon^3$, а при деформациях $\varepsilon \gg 3m/k_a$ стремится к постоянной величине $\rho_m = \rho_{G0}/k_a^3$. Подставляя плотность дислокаций (9b) в формулу Тейлора для деформационного (дислокационного) упрочнения $\sigma = m\alpha\mu b\rho^{1/2}$, находим зависимость деформирующего напряжения от величины пластической деформации на фронте ударной волны

$$\sigma(\varepsilon) = \sigma_m\left[1 - \exp\left(-\frac{1}{3m}k_a\varepsilon\right)\right]^{3/2}, \tag{10}$$

где $\sigma_m = m\alpha\mu b\rho_m^{1/2}$. Аппроксимируя далее напряжение (10) степенным законом $\sigma \sim \varepsilon^n$, получаем следую-

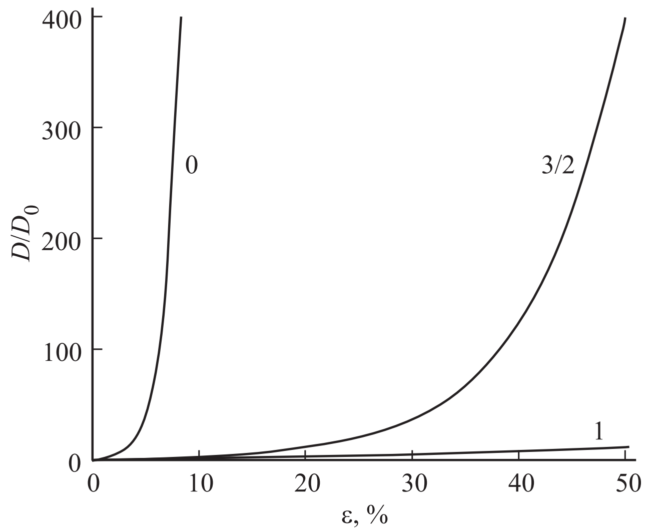

Рис. 3. Относительное увеличение размера пор D/D_0 с деформацией согласно уравнению (7). Числа около кривых — показатель степени n в законе деформационного упрочнения кристалла $\tau \sim \varepsilon^n$.

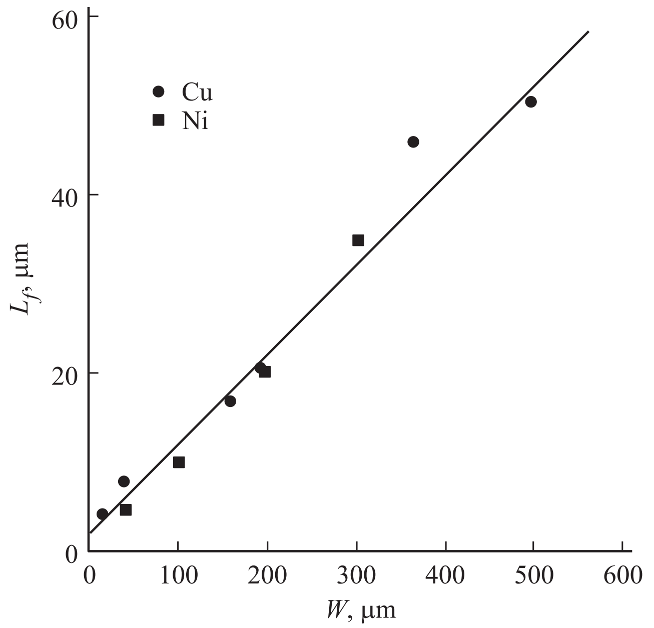

Рис. 4. Зависимость расстояния между порами L_f на откольной поверхности кристаллов Cu и Ni от толщины кристаллов W[16].

щую зависимость показателя степени $n = d\ln\sigma/d\ln\varepsilon$ от деформации:

$$n(\varepsilon) = \frac{(k_a/2m)\varepsilon}{\exp\left(\frac{1}{3m}k_a\varepsilon\right) - 1}. \tag{11}$$

При малых деформациях ($\varepsilon \ll 3m/k_a$) $n = 3/2$, а при больших ($\varepsilon \gg 3m/k_a$) $n \to 0$. На рис. 3 показаны кривые роста относительного размера пор D/D_0 с ростом величины деформации согласно уравнению (7) при трех значениях показателя степени: $n = 3/2$, 1 и 0 (числа около кривых). Видно, что в отсутствие ($n = 0$) деформационного упрочнения для увеличения размера пор в 10^2-10^3 раз по сравнению с начальным их размером D_0 требуются деформации 5–10%, сопоставимые с откольными деформациями на рис. 2. Наличие деформационного упрочнения на порядок увеличивает эту деформацию (кривые $n = 3/2$ и 1).

Чтобы количественно сопоставить модель (7) с приведенными на рис. 2 результатами экспериментов, необходимо, согласно соотношению (6), знать среднее расстояние между зародышами пор L. Для этого воспользуемся данными фрактографического анализа поверхностей откольного разрушения кристаллов Cu и Ni [16] (рис. 4). Рисунок демонстрирует, что при отколе между толщиной кристалла W и расстоянием между соседними порами L_f существует эмпирическое соотношение

$$L_f = 2 + 0.1W, \tag{12}$$

причина появления которого требует отдельного рассмотрения. При толщине кристаллов меди $W = 50-500\,\mu$m [16] расстояние между порами L_f, согласно (12), составляет $\sim 7-52\,\mu$m; следовательно, критический размер пор, когда начинается их коалесценция, согласно соотношению (6), равен $2.3-17\,\mu$m. Если зародышами пор являются тривакансии размером $D_0 \approx 1$ nm или нанопоры в полосах скольжения (стенках и стыках дислокационных ячеек) размером 10 nm, то, согласно приведенному расчету (рис. 3), для достижения порами размеров $2.3-17\,\mu$m требуется их увеличение в 10^2-10^3 раз. Из рисунка видно, что такое увеличение в диапазоне деформаций 5–15% достижимо только при очень низком уровне (отсутствии) деформационного упрочнения или при высокой степени локализации деформации в полосах скольжения и относительно малом их числе в кристалле. При ударно-волновом воздействии на кристалл последняя ситуация может возникнуть в специфических условиях образования адиабатических линий скольжения [21] из-за сильного локального разогрева кристалла, снижающего степень его деформационного упрочнения.

3.2. Модель локализации деформации около пор. Эта модель предполагает, что вокруг каждой поры как концентратора напряжений существует область локализованной деформации. Упругие напряжения вокруг поры при плоском характере деформации описываются уравнениями [8]

$$\sigma_r = \sigma\left(1 - \frac{R^2}{r^2}\right), \qquad \sigma_\theta = \sigma\left(1 + \frac{R^2}{r^2}\right),$$

$$\tau_{r\theta} = \frac{\sigma_\theta - \sigma_r}{2} = \sigma\,\frac{R^2}{r^2}, \tag{13}$$

где σ_r, σ_θ и $\tau_{r\theta}$ — соответственно радиальное, окружное и касательное напряжения около поры, $R = D/2$ — радиус поры, σ — отрицательное давление в отраженной от

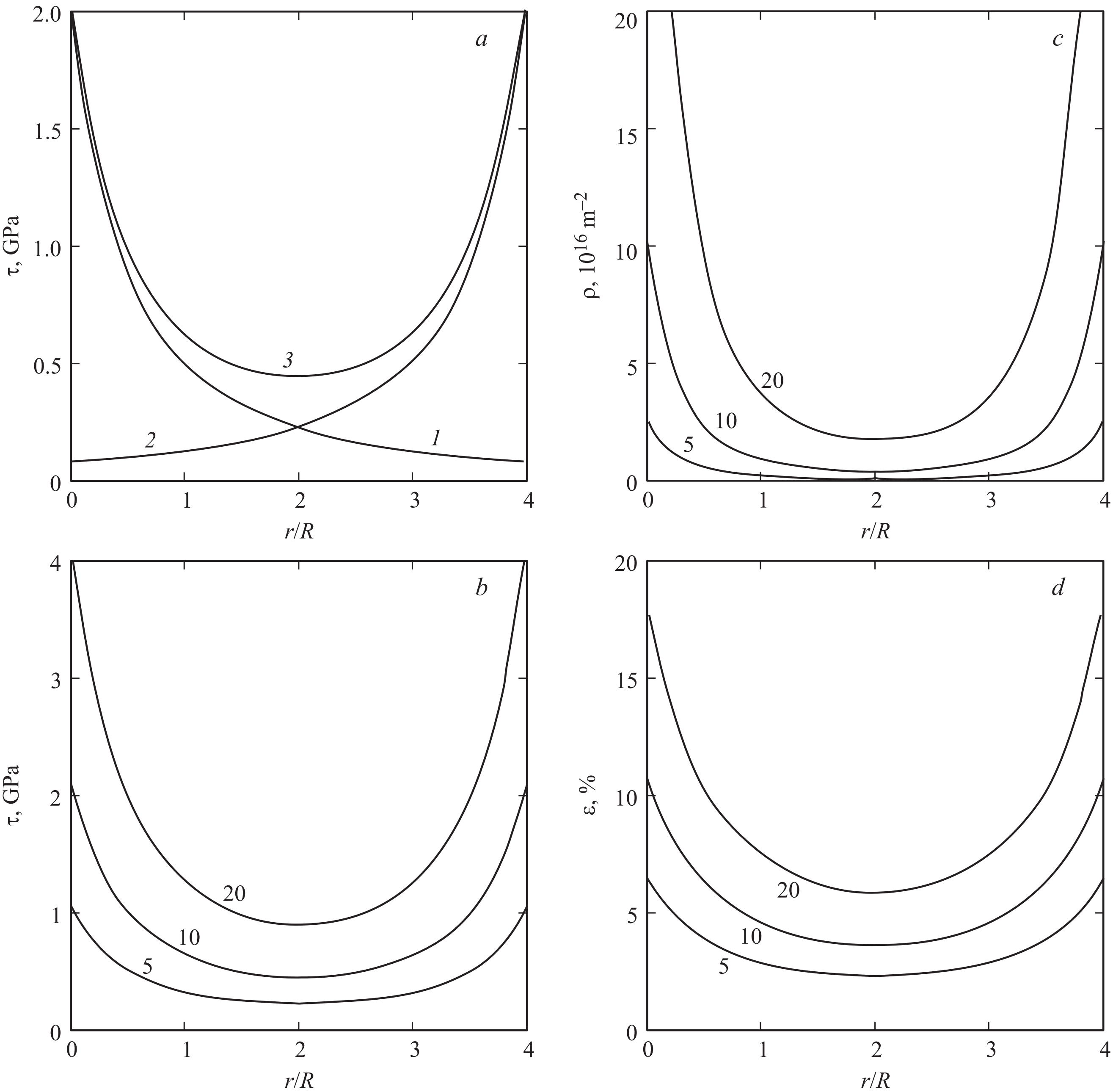

Рис. 5. Распределение касательных напряжений между порами при давлении 10 GPa (пояснение кривых дано в тексте) (*a*) и давлениях 5, 10 и 20 GPa (числа около кривых) (*b*) согласно формулам (14); распределение плотности дислокаций (*c*) и деформаций (*d*) при давлениях 5, 10 и 20 GPa согласно формулам (16) и (18a) соответственно. Расстояние между центрами пор $L = 6R$.

тыльной поверхности кристалла волне, r — радиальная координата. На рис. 5, *a* кривые *1* и *2* показывают распределение касательных напряжений $\tau \equiv \tau_{r\theta}$ (13) вблизи двух соседних пор, центры которых находятся друг от друга на расстоянии $L = 3D = 6R$,

$$\tau_1(r) = \eta \left(\frac{R}{r+R}\right)^2 \sigma, \quad \tau_2(r) = \eta \left(\frac{R}{L-(r+R)}\right)^2 \sigma \quad (14)$$

при давлении $\sigma = 10$ GPa; коэффициент $\eta = m(1-2\nu)/(1-\nu)$ учитывает соотношение (4) между касательной компонентой напряжений и давлением в отраженной от тыльной поверхности кристалла волне. Кривая *3* на этом рисунке иллюстрирует сумму напряжений (14) $\tau = \tau_1 + \tau_2$, а кривые на рис. 5, *b* демонстрируют распределение напряжений τ между порами с ростом давления в волне (указано около кривых в GPa).

Согласно [8,9], поры увеличивают свои размеры путем эмиссии с их поверхности дислокаций. При размере пор $R \gg 10b$ для эмиссии дислокаций требуется критическое напряжение

$$\sigma_c = \frac{\mu}{4\pi(1-\nu)} \frac{b}{w}, \qquad (15)$$

где $w = (1-2)b$ — ширина ядра дислокации. При $w = 2$ и $\nu = 0.34$ $\sigma_c \approx 0.06\mu$, что не сильно отличается от напряжения гомогенного зарождения дислокаций $\sigma_c = 0.04\mu$, использованного в [4,19] при оценке плотности ГН-дислокаций ρ_G согласно (3). Эмиссия дислокаций сопровождается релаксацией упругих напряжений. С ростом плотности дислокаций происходит полная релаксация касательных напряжений, а также деформационное упрочнение области локализованной деформации вследствие взаимодействия дислокаций. Приравнивая сумму упругих напряжений (14) к напряжению деформационного упрочнения $\tau = \alpha\mu b\rho^{1/2}$, находим распределение плотности дислокаций между соседними порами

$$\rho(r, R, L, \sigma) = \left(\frac{\tau(r, R, L, \sigma)}{\alpha\mu b}\right)^2. \qquad (16)$$

Оно зависит от размера пор $D = 2R$, расстояния между ними L и давления в волне (α — коэффициент взаимодействия дислокаций, μ — модуль сдвига). Рис. 5, *c* демонстрирует это распределение при $L = 3D$ применительно к данным для кристаллов меди ($b = 0.256$ nm, $\mu = 128$ GPa, $\alpha = 0.2$) при трех значениях давления (числа около кривых).

Согласно (9b), при интенсивном ударе для создания плотности дислокаций ρ требуется деформация

$$\varepsilon = \frac{3m}{k_a} \ln \frac{1}{1 - (\rho/\rho_m)^{1/3}}. \qquad (17)$$

Подставляя в (17) плотность дислокаций (16), находим распределение пластической деформации между порами в зависимости от размера пор, расстояния между ними и величины давления

$$\varepsilon(r, R, L, \sigma) = \frac{3m}{k_a} \ln \left(\frac{1}{1 - \frac{k_a}{(\rho_{G0}b^2)^{1/3}} \left(\frac{\tau(r,R,L,\sigma)}{\alpha\mu}\right)^{2/3}} \right). \qquad (18a)$$

На рис. 5, *d* приведено распределение деформации в интервале между порами применительно к данным для кристаллов меди при $L = 3D = 6R$, $k_a = 2$ и трех значениях давления (числа около кривых). Комбинация параметров под знаком логарифма в уравнении (18a), как показывает расчет, существенно меньше единицы. В результате имеем следующую зависимость деформации между порами от давления:

$$\varepsilon(r, R, L, \sigma) \approx \frac{3m}{(\rho_{G0}b^2)^{1/3}} \left(\frac{\tau(r, R, L, \sigma)}{\alpha\mu}\right)^{2/3} \sim \sigma^{2/3}. \qquad (18b)$$

Она соответствует закону деформационного упрочнения с показателем степени $n = 3/2$, т. е. определяется генерацией ГН-дислокаций на фронте ударной волны.

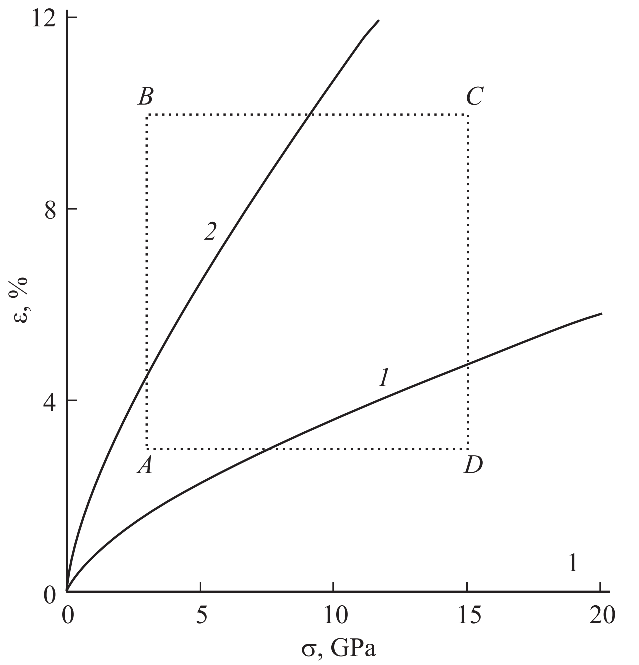

Рис. 6. Зависимость деформации от давления в волне в двух характерных точках $r = 2R$ (*1*) и $r = 0$ (*2*) перемычки между порами (рис. 5, *d*). Пунктирные линии между точками A, B, C, D — контур области расположения основного массива экспериментальных точек на рис. 2.

4. Обсуждение результатов

Анализ показывает, что модель пор как концентраторов напряжений более соответствует эксперименту, чем модель роста пор в полосе скольжения. На рис. 6 кривые иллюстрируют зависимость локальной деформации от давления согласно уравнению (18a) в двух характерных точках перемычки между порами (рис. 5, *d*): $r = 2R$ (кривая *1*) и $r = 0$ (кривая *2*). Видно, что обе деформации находятся в рамках массива экспериментальных точек на рис. 2. На рис. 6 границы этого массива обозначены пунктирными линиями между точками A, B, C, D.

Распределение деформации в промежутке между порами зависит от расстояния между ними L и размера пор D. Прежде чем расстояние между порами достигнет критического соотношения (6), поры должны вырасти от начального размера $D_0 \ll D_f$ до размера D_f, удовлетворяющего этому соотношению, при исходном постоянном расстоянии между порами $L_0 \gg L_f$. На рис. 7, *a* и *b* кривые демонстрируют в координатах $\tau - r/D_0$ и $\varepsilon - r/D_0$ соответственно зависимость касательных напряжений

$$\tau(r, D, L_0) = \tau_1(r, D) + \tau_2(r, D, L_0), \qquad (19a)$$

где

$$\tau_1(r, D) = \eta \left(\frac{D/2}{r - D/2 + 1}\right)^2 \sigma,$$

$$\tau_2(r, D, L_0) = \eta \left(\frac{D/2}{L_0 - r - D/2}\right)^2 \sigma, \qquad (19b)$$

и деформаций

$$\varepsilon(r, D, L_0) = \frac{3m}{k_a} \ln\left(\frac{1}{1 - \frac{k_a}{(\rho_{G0} b^2)^{1/3}} \left(\frac{\tau(r, D, L_0)}{\alpha\mu}\right)^{2/3}}\right) \tag{20}$$

от расстояния r при $L_0 = 21D_0$ и давлении $\sigma = 15$ GPa. Числа около кривых — относительный размер пор $D/D_0 = 1$, 3, 7, 9 и 11. Отношение расстояния между порами L_0 к их размерам составляет при этом $L_0/D = 21$, 7, 3, 2.3 и 1.9 соответственно. Обращает на себя внимание то, что при $L_0/D > 3$ напряжения

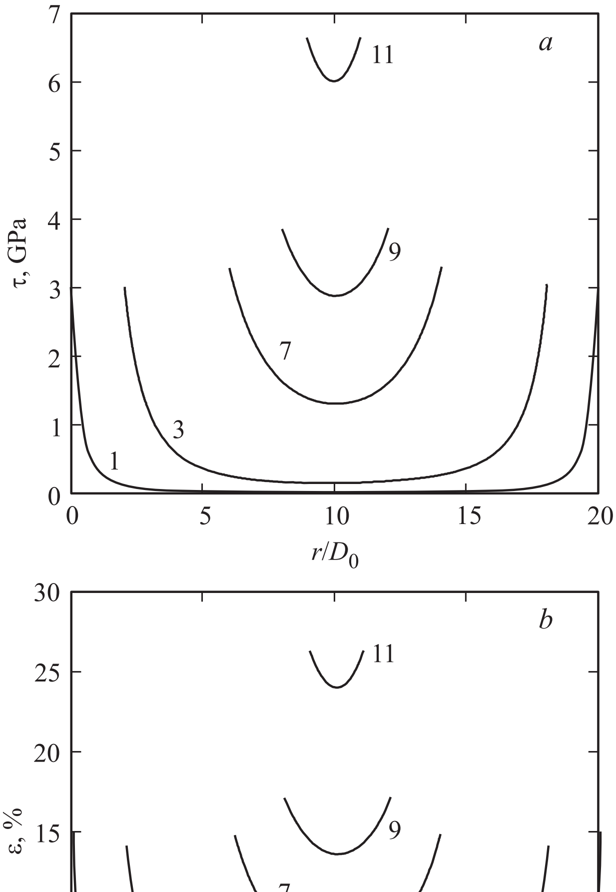

Рис. 7. Распределение касательных напряжений согласно формулам (19) (a) и деформаций согласно соотношению (20) (b) в промежутках между порами с ростом их относительного размера D/D_0 (числа около кривых) при давлении 15 GPa и начальном соотношении между зародышами пор и расстоянием между ними $L_0/D_0 = 21$.

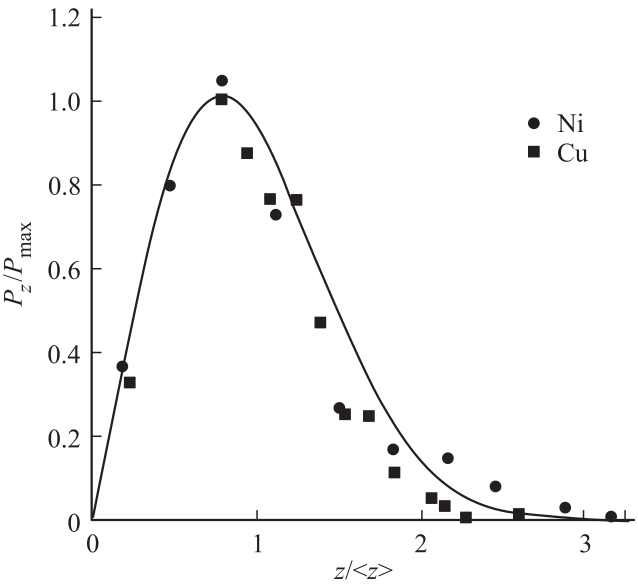

Рис. 8. Распределение пор по размерам на поверхности откольного разрушения кристаллов Cu [16] и распределение расстояний между стенками дислокационных ячеек при высокоскоростном деформировании поликристаллического Ni [22] в приведенных координатах (см. текст). Кривая — распределение Рэлея (21) в координатах $P(z)/P_{\max} - z/\langle z\rangle$.

и деформации в области перемычки (ligament) между порами $\Delta L = L_0 - D$ сильно увеличиваются по мере ее укорачивания вследствие сложения касательных напряжений от двух соседних концентраторов напряжений. Относительное сужение перемычки $\Delta L/D$ равно соответственно 21, 6, 2, 1.3, 0.9. Процесс коалесценции пор и образование откольной макротрещины заканчиваются при $\Delta L/D = 1$, т.е. при слиянии соседних пор.

Результаты фрактографического анализа подвергнутых удару кристаллов Cu показывают, что на поверхности откольного разрушения существует распределение пор по размерам D_f [16]. На рис. 8 эти результаты приведены в координатах $N^{(f)}/N^{(f)}_{\max}$–$D_f/\langle D_f\rangle$, где $N^{(f)}$ — число пор с данным размером, $N^{(f)}_{\max}$ — число пор, соответствующее максимуму их распределения, $\langle D_f\rangle$ — средний размер пор. На рис. 8 представлено также распределение расстояний между стенками дислокационных ячеек D_c в пластически деформированных кристаллах Ni[1] в приведенных координатах $N^{(c)}/N^{(c)}_{\max}$–$D_c/\langle D_c\rangle$ [22,23], где символы имеют тот же смысл, что и при распределении пластических пор по размерам. Кривая на рис. 8 иллюстрирует в координатах $P(z)/P_{\max}$–$z/\langle z\rangle$ распределение Рэлея

$$P(z) = \frac{\pi}{2} z \exp\left(-\frac{\pi}{4} z^2\right), \tag{21}$$

где $P_{\max} = (\pi/2)^{1/2} \exp(-1/2) = 0.76$, $\langle z\rangle = 1$, $z_{\max} = (2/\pi)^{1/2} \approx 0.8$. Это распределение, согласно [22,23],

[1] Данных о распределении дислокационных ячеек по размерам в кристаллах меди обнаружить, к сожалению, не удалось.

описывает не только распределение дислокационных ячеек по размерам, но и распределение дислокационных блоков по размерам и угловым разориентациям при больших степенях пластической деформации. Независимость этих распределений от деформации указывает на существование скейлинга при формировании дислокационных структур в кристалле, их самоорганизации и самоподобия.

Как видно из рис. 8, распределение пор по размерам на откольной поверхности кристалла меди также подчиняется распределению Рэлея в пределах разброса экспериментальных точек. На существование процессов самоорганизации и самоподобия при откольном разрушении указывает также наличие эмпирических соотношений (6) и (9), не зависящих от давления и деформации. Все эти обстоятельства свидетельствуют о корреляции процессов зарождения нанопор и их роста с процессом пластической деформации (в данном случае в специфических условиях ударно-волнового нагружения кристалла).

Требует обсуждения также вопрос о характере откольного разрушения кристаллов с ОЦК-решеткой. Из представленных на рис. 1 и 2 экспериментальных данных для кристаллов α-Fe и Ta следует, что они подчиняются тем же закономерностям, что и металлы с ГЦК-решеткой (Cu и Ni). Поскольку с ростом скорости деформации напряжение Пайерлса увеличивается, то, казалось бы, характер разрушения при ударе должен измениться: вместо вязкого (пластичного) стать хрупким, а вместо пор должны зарождаться острые микротрещины скола. Возможное объяснение отсутствия такого перехода — температурная компенсация скоростного прироста напряжения Пайерлса как результат повышения температуры кристалла в местах локализации деформации из-за диссипации энергии дислокациями, вызывающего снижение напряжения Пайерлса и затупление микротрещин.

5. Заключение

Таким образом, выполненный в работе анализ показывает следующее.

1. Время разрушения t_f металлических кристаллов как с ГЦК-, так и с ОЦК-решеткой при ударно-волновом их нагружении контролируется скоростью пластической деформации $\dot{\varepsilon}$. Это время тем меньше, чем больше скорость деформации и давление: $t_f \sim \dot{\varepsilon}^{-1} \sim \sigma^{-4}$. Деформация откольного разрушения $\varepsilon_f = \dot{\varepsilon} t_f \approx 3{-}5\%$ определяется деформацией начала коалесценции пластических пор и не зависит от давления.

2. Зародыши пор и растущие поры являются концентраторами напряжений и местами локализации пластической деформации. Коалесценция пор и формирование откольной трещины являются результатом локализации деформации в перемычке между соседними порами при сужении перемычки до размера $(2{-}3)D$, где D — текущий размер поры.

3. Сравнение результатов фрактографического анализа поверхностей откольного разрушения на предмет распределения пор по размерам и результатов электронного микроскопического анализа распределения дислокационных ячеек по размерам показывает, что эти распределения близки друг к другу. Поскольку стенки дислокационных ячеек являются местами локализации деформации на микроуровне, это обстоятельство указывает на корреляционную связь процессов зарождения и роста пор с распределением пластической деформации в кристалле и самоорганизацией дислокационных структур, их скейлингом и самоподобием.

Список литературы

[1] T. Antuan, L. Seaman, D.R. Curran, G.I. Kanel, S.V. Razorenov, A.V. Utkin. Spall fracture. Springer, N.Y. (2003). 404 p.
[2] A.G. Perez-Bergquist, E.K. Cerreta, C.P. Trujillo, F. Cao, G.T. Gray III. Scripta Mater. **65**, 1069 (2011).
[3] Г.И. Канель, В.Е. Фортов, С.В. Разоренов. УФН **177**, 809 (2007).
[4] M.A. Meyers, H. Jarmakani, E.M. Bringa, B.A. Remington. Dislocations in solids / Eds J.P. Hirth, L. Kubin. Horth Holland (2009). V. 15. Ch. 89. P. 96.
[5] А.Ю. Куксин, В.В. Стегайлов, А.В. Янилкин. ФТТ **50**, 1984 (2008).
[6] G.I. Kanel, S.V. Razorenov, K. Baumung, J. Singer. J. Appl. Phys. **90**, 136 (2001).
[7] R.G. Minich, J.U. Cazamias, M. Kumar, A.J. Schwartz. Metall. Mater. Trans. **35A**, 2663 (2004)
[8] V.A. Lubarda, M.S. Shneider, D.H. Kalantar, V.A. Remington, M.A. Meyers. Acta Mater. **52**, 1397 (2004).
[9] Y. Tang, E.M. Bringa, M.A. Meyers. Acta Mater. **60**, 4865 (2012).
[10] П.А. Жиляев, А.Ю. Куксин, В.В. Стегайлов, А.В. Янилкин. ФТТ **52**, 1508 (2010).
[11] Р.Дж. Стокс. Разрушение. Мир, М. (1976). Ч. 1. Гл. 3. С. 129.
[12] Ф. Макклинток. Разрушение. Мир, М. (1976). Т. 3. Гл. 2. С. 66.
[13] J.W. Swegle, D. Grady. J. Appl. Phys. **58**, 692 (1985).
[14] D. Grady. J. Appl. Phys. **107**, 013 506 (2010).
[15] С.В. Разоренов, Г.И. Канель, Г.В. Гаркушин, О.Н. Игнатова. ФТТ **54**, 742 (2012).
[16] А.Я. Учаев, Р.И. Ильичев, В.Т. Пунин, С.А. Новиков, Л.А. Платонов, Н.И. Сельченкова. Вопр. атом. науки и техники. Материаловедение и новые материалы *1* (*62*), 246 (2004).
[17] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. ФТТ **55**, 715 (2013).
[18] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. ФТТ **55**, 2168 (2013).
[19] C.H. Lu, B.A. Remington, B.R. Maddox, B. Cad, H.S. Park, S.T. Prisbrey, M.A. Meyers. Acta Mater. **60**, 6601 (2012).
[20] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. ФТТ **56**, 2168 (2014).
[21] R.W. Armstrong, S.M. Waley. Int. Mater. Rev. **53**, 105 (2008).
[22] H.W. Zhang, X. Huang, N. Hansen. Acta Mater. **56**, 5451 (2008).
[23] Z.P. Luo, H.W. Zhang, N. Hansen, K. Lu. Acta Mater. **60**, 1322 (2012).