07

Механизм формирования ячеистых дислокационных структур при распространении интенсивных ударных волн в кристаллах

© 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 12 декабря 2013 г.)

На основе дислокационно-кинетического подхода, базирующегося на кинетическом уравнении для плотности дислокаций (dislocation constitutive equation), теоретически обсуждается механизм формирования ячеистой дислокационной структуры в кристаллах ГЦК-металлов, подвергаемых ударному сжатию со скоростями $\dot{\varepsilon} > 10^6\,\mathrm{s}^{-1}$. Ячеистый тип дислокационной структуры возникает при двухволновом характере волны сжатия, за ее ударным фронтом (упругим предвестником). Найдено, что при давлениях $\sigma > 10\,\mathrm{GPa}$ размер дислокационных ячеек Λ_c зависит от плотности ρ_G генерируемых на ударном фронте геометрически необходимых дислокаций и давления, как $\Lambda_c \sim \rho_G^{-n} \sim \sigma^{-m}$, где $n = 1/4{-}1/2$, $m = 3/4{-}3/2$ и $m = 1$, в зависимости от величины давления и ориентации кристалла. Показано, что в кристаллах меди и никеля с ориентацией оси ударного нагружения [001] ячеистая структура не формируется после достижения критического давления σ_c, равного соответственно 31 и 45 GPa.

1. Введение

Исследования с помощью просвечивающей электронной микроскопии показывают, что прохождение по металлическому кристаллу ударной волны сжатия умеренной интенсивности (давление $P < 25{-}45\,\mathrm{GPa}$, скорость пластической деформации $\dot{\varepsilon} < 10^9\,\mathrm{s}^{-1}$) сопровождается формированием в нем ячеистой дислокационной структуры [1–4]. Ячеистый тип дислокационных структур образуется при двухволновом характере ударных волн, при давлениях меньше некоторого критического значения. Например, в монокристаллах Al критическое давление составляет 25 GPa [5]. Выше него ударные волны имеют одноволновую структуру и однородное распределение плотности деформационных дефектов в виде расщепленных (extended) дислокаций и двойников [2–4].

При двухволновом характере ударных волн за первой волной исторически закрепилось название „упругий предвестник". Следующая за предвестником вторая волна имеет ярко выраженный пластический характер. Именно с ней связано формирование ячеистой дислокационной структуры, что находит подтверждение и при моделировании ударных волн методом 3-D-динамики дискретных дислокаций (ДДД) [6,7]. Плотность дислокаций ρ в деформированных ударом кристаллах Ni [1] и Cu [1,2] составляет $10^{13}{-}10^{15}\,\mathrm{m}^{-2}$ и увеличивается с ростом давления, а размер дислокационных ячеек Λ уменьшается с 1.0 до 0.1 μm. Найденные значения ρ и Λ имеют тот же порядок величин, что и при нагружении этих кристаллов с квазистатическими скоростями деформации $10^{-4}{-}10^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ [8] или при их высокоскоростном деформировании с $\dot{\varepsilon} = 10^2{-}10^3\,\mathrm{s}^{-1}$ [9]. Это означает, что плотность дислокаций и размер ячеек определяются величиной пластической деформации, которая при квазистатическом и ударном нагружении может быть величиной одного порядка вследствие малой длительности удара, $10^{-6}{-}10^{-9}$ s.

Что касается упругого предвестника, то анализ [10,11] данных для алюминия [5] показывает, что так называемый упругий предвестник и ударные волны с одноволновой структурой (при давлениях $P > 30\,\mathrm{GPa}$) имеют один и тот же механизм образования. Они являются результатом формирования на фронте ударной волны геометрически необходимых (ГН) дислокаций вследствие возникновения на границе сжатой и не претерпевшей еще сжатие частей кристалла несовместности упругих деформаций $\varepsilon_G = \ln(V_0/V)$ [12,13], где V и V_0 соответственно удельные объемы сжатого и не подвергнутого сжатию частей кристалла. Таким образом, упругий предвестник на самом деле является пластической волной, а область пластической релаксации за ним — его „инверсионным дислокационным следом": результатом размножения движущихся дислокаций на ГН-дислокациях ударного фронта как на дислокациях леса [10,11].

Целью настоящей работы является анализ механизма и условий формирования пространственно неоднородной (ячеистой) дислокационной структуры „в инверсионном следе". Как и в [10,11], анализ базируется на кинетическом уравнении для плотности дислокаций ρ в нагруженном ударом кристалле. В [11] при решении этого уравнения предполагалось, что плотность дислокации в „инверсионном следе" пространственно не структурирована. Эксперименты [1–4] и моделирование ударных пластических волн 3-D ДДД-методом [6,7] показывают, что дислокации за ударным фронтом распределены неравномерно и сосредоточены в дислокационных сплетениях, образующих границы дислокационных ячеек, находящихся на примерно одинаковом расстоянии друг от друга.

Численное моделирование, являясь наглядным виртуальным экспериментом, не позволяет, однако, найти в явном виде критические условия возникновения пространственно-периодической дислокационной структуры и определить другие связанные с ней закономерности, например, зависимость ее параметров от давления. Это может быть сделано, как показано в настоящей работе, при анализе и решении кинетического уравнения для плотности дислокаций.

Следует заметить, что выяснение механизма неоднородного распределения дислокаций в виде пересекающихся микрополос скольжения, являющихся границами дислокационных ячеек и блоков, имеет важное значение, поскольку места пересечения микрополос могут быть местами образования в кристалле пластических микро- и нанопор (nanovoids) при отражении ударной волны от тыльной поверхности кристалла. Рост пор под действием растягивающих напряжений отраженной волны приводит к объединению пор и откольному (spalling) разрушению кристалла.

Известно, что при небольших и умеренных сдвиговых деформациях ($\gamma < 0.5$), когда образуется ячеистая структура, она разориентирует примыкающие к границам ячеек соседние области кристалла на относительно малые углы, порядка $1-2^\circ$. Другая ситуация имеет место, если в процессе ударного нагружения будут достигнуты большие степени пластической деформации ($\gamma > 1$), в этом случае, как и в условиях квазистатической деформации, возникает так называемая блочная (полосовая) дислокационная структура [2], разориентирующая соседние блоки (фрагменты) кристалла на углы 15 и более градусов. Формирование такой структуры в условиях волнового нагружения кристалла требует отдельного рассмотрения. В настоящей работе мы ограничимся анализом процесса формирования ячеистой дислокационной структуры, слабо фрагментирующей кристалл.

2. Основные уравнения и соотношения

На рис. 1, *a* показана схема образования ячеистой дислокационной структуры (cells) за фронтом ударной волны. Аббревиатура GND отмечает область образования ГН-дислокаций на фронте ударной волны. Ячеистая дислокационная структура возникает при выполнении определенных условий (см. ниже) и при действии не менее двух некомпланарных систем скольжения. На рис. 1, *a* они показаны схематически в виде двух пересекающихся систем (плоскостей) скольжения, ортогональных друг к другу. В реальном ГЦК-кристалле это — октаэдрические плоскости с углом между ними, отличающимся от 90°. Стенки дислокационных ячеек

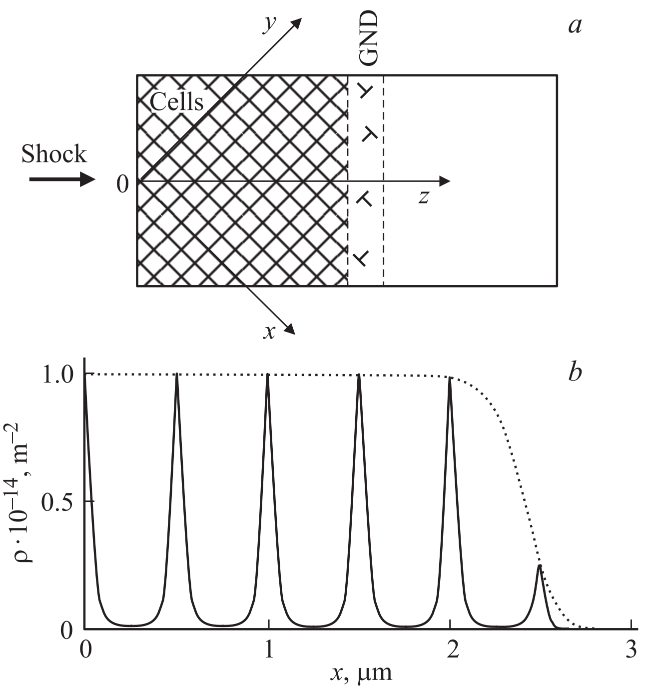

Рис. 1. Схема формирования ячеистой дислокационной структуры при ударе (*a*); (*b*) распределение плотности дислокаций вдоль оси x согласно уравнениям (2 a), (6 a) и (8).

располагаются вдоль октаэдрических плоскостей, на поверхности кристалла они образуют деформационный рельеф в виде линий (микрополос) локализованного скольжения. Оси x и y указывают направления перемещения дислокаций, а ось z — направление удара и движения плоской ударной волны. Ввиду полной симметрии распределения плотности дислокаций относительно осей x и y достаточно рассмотреть одно кинетическое уравнение для плотности дислокаций, например, вдоль оси x [14].

При квазистатических условиях деформирования анализ механизма образования в кристалле ячеистой дислокационной структуры базировался на модельном уравнении для плотности дислокаций вида [14,15]

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

где $\rho(x,t)$ — зависящая от координаты x и времени t, плотность дислокации, u — их скорость, λ_D — характерное расстояние диффузии винтовых участков дислокационных петель механизмом поперечного скольжения (cross-slip) [14,15], λ_m и $\delta_f\rho^{1/2}$ — расстояние пробега дислокаций между актами их размножения на препятствиях соответственно не деформационного и деформационного (лес дислокаций с плотностью ρ) происхождения; $\delta_f \approx 10^{-2}$ — коэффициент, определяющий интенсивность последнего процесса, h_a — характерное расстояние аннигиляции винтовых участков дислокационных петель механизмом поперечного скольжения, $\xi > 1$ — коэффициент инверсии диффузионного потока дислокаций (возникновения пространственной неустойчивости Тьюринга [15]), β_{im} — коэффициент иммобилизации дислокаций при размножении дислокаций на препятствиях не деформационного происхождения [15], при $\beta_{im} > 1$ этот коэффициент определяет процесс пространственной самоорганизации дислокаций. Уравнение (1) является редукцией системы уравнений для плотности подвижных и неподвижных дислокаций [15], поэтому включает не все детали процесса формирования ячеистой дислокационной структуры, но, как будет показано ниже, отражает наиболее существенные его черты.

В [10,11] приведено решение уравнения (1) при значениях параметров $\xi = 0$, $\beta_{im} = 0$. Решение описывает бегущую со скоростью U_w плоскую волну с шириной фронта Λ_w и максимальной плотностью дислокаций в волне ρ_{wm}

$$\rho_w(x,t) = \frac{\rho_{wm}}{\left[1 + \exp\left(\frac{x - U_w t}{\Lambda_w}\right)\right]^2}, \tag{2a}$$

где

$$U_w = \frac{h(a)}{q(a)}\left(\frac{\lambda_D}{bk_a}\right)^{1/2}\delta_f u,$$

$$\Lambda_w = \frac{(\lambda_D b k_a)^{1/2}}{\delta_f q(a)}, \quad \rho_{wm} = \left(\frac{\delta_f}{bk_a f(a)}\right)^2, \tag{2b}$$

$$h(a) = \frac{2a}{3}\left(\frac{1}{(1+4a)^{1/2}-1} + \frac{5}{4}\right),$$

$$q(a) = \left[\frac{a}{6}\left(\frac{2}{(1+4a)^{1/2}-1}\right)\right]^{1/2}, \tag{2c}$$

$$f(a) = \frac{1}{2a}\left[(1+4a)^{1/2} - 1\right], \quad a = \frac{bk_a}{\lambda_m \delta_f^2},$$

$k_a = h_a/b$ — коэффициент аннигиляции дислокаций. Особенность распределения плотности дислокаций за фронтом ударной волны, описываемая выражением (2a), состоит в том, что ряд коэффициентов в уравнении (1) зависит от плотности генерируемых на фронте ударной волны геометрически необходимых дислокаций ρ_G [2,11]

$$\rho_G = \rho_{G_0}\left[1 - \left(\frac{V}{V_0}\right)^{1/3}\right]^3, \quad \rho_{G_0} = \frac{\pi^2}{0,8\sqrt{2}(1-\nu)b^2} \approx \frac{13}{b^2}, \tag{3}$$

где ν — коэффициент Пуассона. Так, длина пробега дислокаций между актами их размножения на ГН-дислокациях, как на дислокациях леса, описывается формулой $\lambda_m = \left(\delta_f \rho_G^{1/2}\right)^{-1}$. ГН-дислокации выступают здесь в качестве как бы внешнего препятствия (леса из ГН-дислокаций) для дислокаций второй волны. В результате для безразмерной комбинации параметров a в (2c) получаем соотношение $a = \delta_f^{-1} b \rho_G^{1/2} k_a$. Характерное расстояние диффузии дислокаций λ_D в уравнении (1) зависит от плотности дислокаций ρ_G на ударном фронте и, следовательно, от давления в волне (см. ниже раздел 4).

Изменение удельного объема V/V_0 и давление P в волне сжатия связаны соотношением Гюгонио

$$\frac{V}{V_0} = 1 - \frac{1}{S}\left\{\left(1 + \frac{1}{2S}\frac{P_0}{P}\right) - \left[\left(1 + \frac{1}{2S}\frac{P_0}{P}\right)^2 - 1\right]^{1/2}\right\}, \tag{4}$$

где $P_0 = C_0^2/V_0 \approx E$; C_0 и E — соответственно продольная скорость звука и модуль Юнга в отсутствие сжатия кристалла, $S = 1.49$ (Cu) и 1.2 (Ni) — коэффициенты адиабатичности. При $P/P_0 < 0.1$ из (4) следует, что $V/V_0 \approx 1 - P/P_0$. Подставляя последнее соотношение в (3), находим, что при относительно малых давлениях $P < 0.1E$, зависимость плотности ГН-дислокаций от давления имеет степенной (кубический) характер [11,16]

$$\frac{\rho_G}{\rho_{G_0}} \approx \frac{1}{3^3}\left(\frac{P}{P_0}\right)^3. \tag{5a}$$

Измеряемое на тыльной поверхности кристалла напряжение $\sigma = \sigma_z$ связано с давлением в волне соотношением $\sigma = \chi P$, где $\chi = 3(1-\nu)(1+\nu)$. Ниже при расчетах плотности ГН-дислокаций согласно (3) и (4) и анализе экспериментальных данных будем учитывать это обстоятельство. В частности, для $P < 0.1P_0$ вместо (5a) имеем формулу

$$\frac{\rho_G}{\rho_{G_0}} = \frac{1}{3^3\chi^3}\left(\frac{\sigma}{E}\right)^3, \tag{5b}$$

где $\chi \approx 1.5$ при $\nu \approx 0.33{-}0.34$.

3. Ячеистое распределение плотности дислокаций за фронтом ударной волны

При величине параметров $\xi > 1$, $\beta_{im} > 1$ уравнение (1) описывает формирование в кристалле пространственно-периодической (ячеистой) дислокационной структуры. При $\partial\rho/\partial t = 0$ решение уравнения (1) имеет вид [14]

$$\rho_c(x) = \frac{\rho_{\max}^{(c)}}{\left[1 + (f_c - 1)\sin^2(\pi x/\Lambda_c)\right]^2}, \tag{6a}$$

$$\Lambda_c = 4\pi\left(\frac{\xi - 1}{\beta_{im} - 1}\right)^{1/2}\left(\lambda_D \lambda_m\right)^{1/2}, \tag{6b}$$

$$f_c = \left(\frac{\rho_{\max}^{(c)}}{\rho_{\min}^{(c)}}\right)^{1/2} = \frac{1 + (1-\eta_c)^{1/2}}{1 - (1-\eta_c)^{1/2}}, \quad \eta_c = \frac{25}{6}\left(\beta_{im} - 1\right)a, \tag{6c}$$

где Λ_c — размер ячеек в стационарной ячеистой дислокационной структуре, а $\rho_{\max}^{(c)}$ и $\rho_{\min}^{(c)} \ll \rho_{\min}^{(c)}$ — соответственно максимальная (в стенках ячеек) и минимальная (в центре ячеек) плотность дислокаций в кристалле. Из соотношений (6b) и (6c) следует, что ячеистая структура формируется в кристалле при условиях

$$f_c > 1, \quad \xi > 1, \quad 0 < \eta_c < 1. \tag{7}$$

Индексы w и c в уравнениях (2) и (6) маркируют переменные и параметры соответственно ударной волны (wave) и ячеистой (cell) дислокационной структуры.

Таким образом, уравнение (1) потенциально содержит решения, как в виде однородного распределения дислокаций за фронтом ударной волны (2a), так и неоднородное их распределение в виде пространственно-периодической, ячеистой дислокационной структуры (6a). Переход от одного распределения к другому в рамках уравнения (1) определяется величиной параметров β_{im} и ξ. Как уже было сказано выше, уравнение (1) является редукцией системы из двух диффузионно-дислокационных уравнений для плотности подвижных и неподвижных дислокаций [15]. Параметры β_{im} и ξ являются комбинацией кинетических коэффициентов этих уравнений и в общем случае могут зависеть от плотности подвижных и неподвижных дислокаций. Ниже, при анализе данных, базирующемся на соотношениях, вытекающих из уравнения (1), параметры ξ и β_{im} выступают в качестве подгоночных коэффициентов при сравнении теоретических и экспериментальных результатов. По указанным причинам проанализировать во всех деталях динамику формирования ячеистой дислокационной структуры в рамках уравнения (1) не удается.

Но можно сделать это в рамках модельного приближения, полагая, что формирование волны плотности дислокаций (2a) и потеря плотностью пространственной устойчивости (6a) кинетически разведены: вначале происходит размножение дислокаций, а затем возникает локальная пространственная неустойчивость плотности дислокаций. В качестве первого приближения к реальному результату можно взять мультипликативную комбинацию решений (2a) и (6a) уравнения (1)

$$\rho(x,t) = \rho_w(x,t)\varphi_c(x), \tag{8}$$

где $\varphi_c = \rho_c(z)/\rho_{\max}^{(c)}$. На рис. 1, b показано для иллюстрации распределение плотности дислокаций за фронтом ударной волны согласно уравнению (8) с учетом соотношений (2a) и (6a) при $\Lambda_w = 0.1\,\mu$m, $\Lambda_c = 0.5\,\mu$m, $f_c = 10$, $\rho_{wm} = 10^{14}\,\text{m}^{-2}$ и $U_w t = 3\,\mu$m. В следующем разделе продемонстрировано, что уравнения (1)–(8) позволяют выявить наиболее существенные закономерности и особенности формирования ячеистых дислокационных структур при ударном воздействии на кристалл.

4. Сравнение с экспериментом и обсуждение результатов

В настоящее время в литературе имеется ограниченное число экспериментальных данных, касающихся ячеистой дислокационной структуры и зависимостей

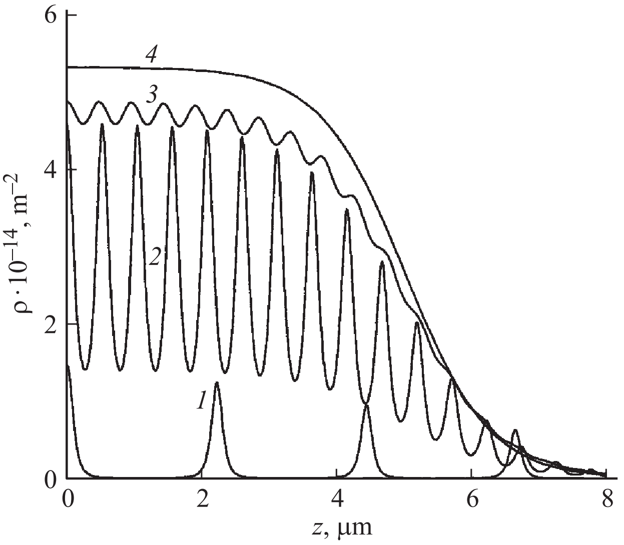

Рис. 2. Распределение плотности дислокаций в ударной волне в кристалле меди согласно уравнениям и соотношениям (2), (6) и (8) с ростом давления σ: *1* — 6, *2* — 28, *3* — 31.1 и *4* — 34.6 GPa.

плотности дислокаций и размера ячеек от давления (напряжения σ) в ударной волне. Имеющиеся данные относятся в основном к монокристаллам Cu [1–4,17] и Ni [1,4]. Согласно этим данным при ударе кристалла в направлении кристаллографической оси [001] ячеистая структура в меди при давлениях выше 30−35 GPa не образуется, а в никеле она не формируется выше критического давления 40−45 GPa.

Из приведенного в предыдущем разделе условия образования ячеистой структуры (7), $\eta_c < 1$, следует при $\beta_{im} = 1.024$, что безразмерный параметр a должен быть меньше критического значения 9.6. Из соотношения $a = \delta_f^{-1} b \rho_G^{1/2} k_a$ при $b = 0.26$ nm, $k_a = 4$ находим, что плотность ГН-дислокаций на ударном фронте ρ_G не должна превышать $9.2 \cdot 10^{15}\,\text{m}^{-2}$, и, следовательно, согласно (5b) при $\chi = 1.5$ и $E = 128$ GPa напряжение σ в волне не должно быть больше ≈ 31 GPa. Для Ni при $\beta_{im} = 1.023$ и $E = 200$ GPa критическое давление, выше которого ячеистая структура в нем не образуется, составляет ≈ 45 GPa.

На рис. 2 показана эволюция ячеистой дислокационной структуры в Cu с ростом давления в волне согласно уравнениям и соотношениям (2)–(8) с учетом приведенных выше значений параметров. Как видно, с ростом давления: 1) размер ячеек уменьшается, 2) плотность дислокаций в границах ячеек растет, 3) соотношение между плотностью дислокаций в границах и центре ячеек, определяемое параметром f_c (рис. 3), уменьшается и 4) при $f_c = 1.0$ плотности дислокаций в границах и в центре ячеек становятся равными друг другу. Это означает, что ячеистая структура при напряжении выше напряжения 31.1 GPa (рис. 2, кривая *3*, $f_c = 1.1$) в меди не формируется. Кривая *4* на рисунке демонстрирует

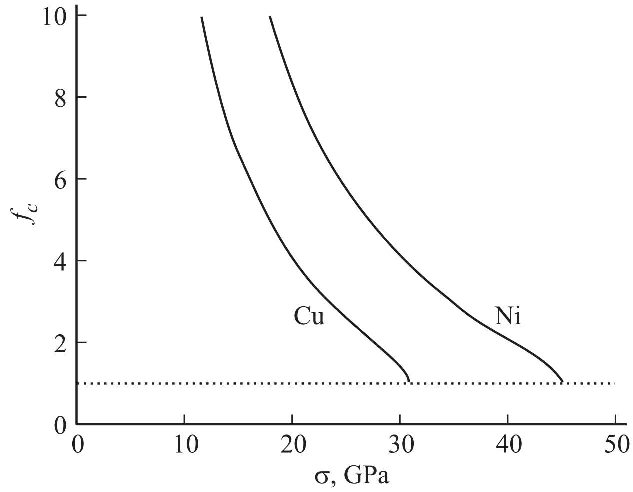

Рис. 3. Зависимость параметра f_c от давления в кристаллах Cu и Ni согласно соотношениям (6c). Пунктиром обозначено значение $f_c = 1$.

однородный характер распределения плотности дислокаций в волне при $f_c = 1.0$ и напряжении 34.6 GPa.

В условиях квазистатических скоростей деформации размер ячеек Λ в ячеистой дислокационной структуре, плотность дислокаций ρ и напряжение пластического сдвига τ связаны соотношениями, не зависящими от величины пластической деформации [14,18,19],

$$\tau = \alpha\mu b\rho^{1/2}, \quad \Lambda = K_1\frac{\mu b}{\tau}, \quad \Lambda = \frac{K_2}{\sqrt{\rho}}, \qquad (9)$$

где $\alpha = K_1/K_2 \approx 0.3$ — постоянная взаимодействия дислокаций, K_1 и K_2 — эмпирические коэффициенты порядка соответственно, 2–3 и 8–15 в зависимости от металла и его структурного состояния [18,19], μ — модуль сдвига. Первое соотношение (9) — известная формула Тейлора для дислокационного (деформационного) упрочнения кристаллического материала. С целью проверки, насколько значения этих коэффициентов количественно согласуются с аналогичными коэффициентами K_{1c} и K_{2c} для параметров ячеистой структуры при ударе, на рис. 4–6 приведены результаты обработки данных для кристаллов меди [1,17] и никеля [1] в соответствии с соотношениями (9).

Так, на рис. 4 показана зависимость безразмерного напряжения σ/μ, где $\mu = 48$ GPa (Cu) и 75 GPa (Ni), от произведения корня квадратного из плотности дислокаций $\rho^{1/2}$ на вектора Бюргерса b, а на рис. 5 и 6 — зависимости коэффициентов K_{1c} и K_{2c} от давления в волне согласно выражениям

$$K_{1c} = \frac{\Lambda_c\tau_c}{\mu b}, \quad K_{2c} = \Lambda_c\rho^{1/2}. \qquad (10)$$

Из рис. 4 видно, что в меди и никеле напряжение в волне σ и корень квадратный из плотности дислокаций связаны линейной зависимостью в согласии с формулой Тейлора. Наклон прямых на рисунке соответствует „постоянным взаимодействия дислокаций“ $\alpha' \approx 60$ (Ni) и 122 (Cu). Эти значения в сотни (в 200 для никеля и в 400 для меди) раз больше, чем характерное значение $\alpha \approx 0.3$ в случае деформационного (дислокационного) упрочнения кристаллов при квазистатических условиях деформации. С другой стороны, из приведенных на рис. 5 данных следует, что величина коэффициентов K_{2c} для Ni и Cu, рассчитанных согласно второму соотношению (10), имеет значения, характерные для низкоскоростной деформации ГЦК-металлов. Например, для Al разной чистоты и сплава Al–Mg значения коэффициентов K_2 находятся в пределах 3–17 [18]. Указанные обстоятельства означают, что реальное деформационное упрочнение τ_c кристаллов Ni и Cu в ударной волне

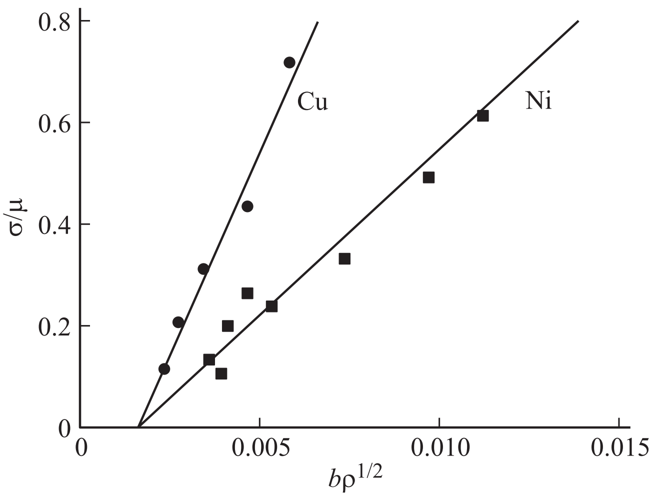

Рис. 4. Связь давления в ударной волне с плотностью дислокаций в координатах σ/μ–$b\rho^{1/2}$ в кристаллах Ni [1] и Cu [17] с ориентацией оси ударного нагружения [001].

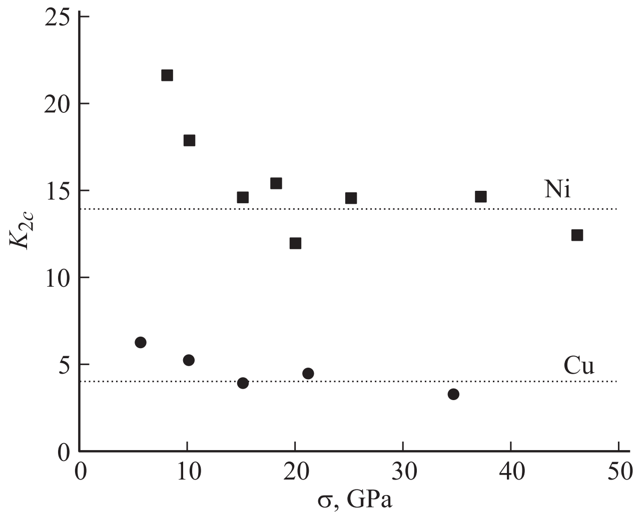

Рис. 5. Зависимость коэффициента K_{2c} в Ni и Cu от давления согласно второму соотношению (10). Экспериментальные точки — данные [1,17]. Пунктирами обозначены средние значения коэффициентов K_{2c} при $\sigma > 10$ GPa.

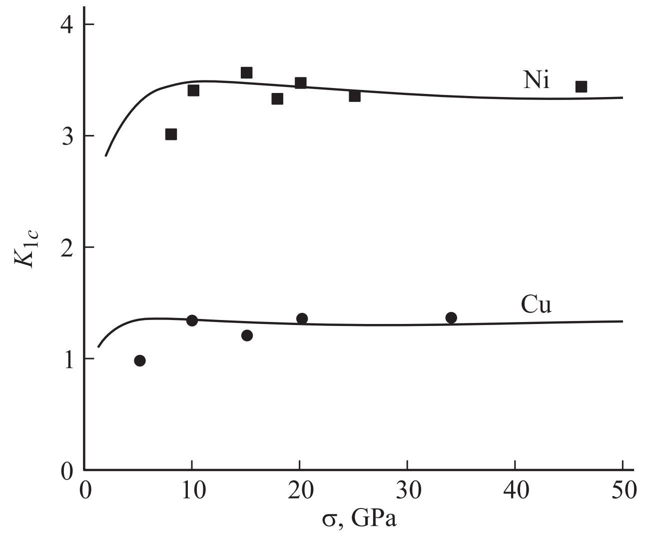

Рис. 6. Зависимость коэффициента K_{1c} в Ni и Cu от давления согласно первому соотношению (10). Экспериментальные точки — данные [1].

равно соответственно $\tau_c = \sigma/200$ и $\sigma/400$ или $\tau_c = \tau/20$ и $\tau/40$, где τ — сдвиговая (девиаторная) компонента напряжений в волне

$$\tau = \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)}\sigma \approx 0.1\sigma. \tag{11}$$

На рис. 6 приведены рассчитанные согласно первой формуле (10) зависимости коэффициентов K_{1c} для Ni и Cu от напряжения, из которых видно, что значения этих коэффициентов находятся в пределах $1-3$, характерных для ГЦК-металлов, деформируемых в квазистатических условиях [18].

Сплошные кривые на рис. 6 — результат расчета коэффициента K_{1c} согласно первому соотношению (10) с учетом зависимости размера ячеек Λ_c (6b) от давления в волне. В (6b) от давления зависят длина пробега дислокаций при их размножении на ГН-дислокациях ударного фронта $\lambda_m = 1/\delta_f \rho_G^{1/2}$, а также расстояние λ_D диффузии винтовых участков дислокационных петель механизмом микро-поперечного скольжения. Кроме ГН-дислокаций с диффузионной длиной $\lambda_G = 1/\rho_G^{1/2}$, в диффузионном рассеянии винтовых участков дислокационных петель принимают участие также дислокации, образовавшиеся в результате обычного процесса размножения дислокаций на дислокациях леса, с диффузионной длиной $\lambda_f = 1/\rho_f^{1/2}$, где $\rho_f = (\delta_f/bk_a)^2$ — стационарная плотность дислокаций. При относительно небольших давлениях эта плотность может быть выше плотности ГН-дислокаций, $\rho_f \gg \rho_G$. Действительно, из представленных на рис. 4 данных [1,17] видно, что при $\sigma = 0$ плотность дислокаций не равна нулю и составляет приблизительно $4 \cdot 10^{13}\,\mathrm{m}^{-2}$. С учетом этого обстоятельства эффективное расстояние диффузии дислокаций определяется вероятностной формулой $\lambda_D^{-1} = \lambda_G^{-1} + \lambda_f^{-1}$.

Подставляя λ_D в (6b), получаем окончательную формулу для расчета зависимости размера ячеек от плотности ГН-дислокаций, а, следовательно, и от давления

$$\Lambda_c = 4\pi\left(\frac{\xi-1}{\beta_{im}-1}\right)^{1/2}\left(\frac{\delta_f^{-1}}{(\rho_f^{1/2}+\rho_G^{1/2})\rho_G^{1/2}}\right)^{1/2}, \tag{12}$$

где плотность ГН-дислокаций определяется соотношениями (3)–(5). Кривые на рис. 6 демонстрируют результат расчета коэффициента K_{1c} с учетом формулы (12) при плотности ρ_f дислокаций $4 \cdot 10^{14}\,\mathrm{m}^{-2}$ и величине параметров $\xi - 1 = 5 \cdot 10^{-4}$ (Cu) и $\xi - 1 = 1.3 \cdot 10^{-3}$ (Ni).

Из рис. 4–6 видно, что при давлениях выше 10 GPa коэффициенты α, K_{1c} и K_{2c} в кристаллах меди и никеля принимают постоянные значения. Это означает, что, как и в квазистатических условиях деформации [14], размер дислокационных ячеек изменяется обратно пропорционально напряжению и корню квадратному из плотности дислокаций. На рис. 7 приведена зависимость размера ячеек в монокристаллах Ni [1] от давления в двойных логарифмических координатах. Кривая на рисунке — результат расчета этой зависимости согласно уравнению (12). Пунктиром обозначен наклон, соответствующий закону $\Lambda_c \sim \sigma^{-1}$. Видно, что при давлениях меньше 10 GPa и больше 50 GPa этот наклон соответственно больше -1 и меньше -1. В первом случае это связано с влиянием на зависимость $\Lambda_c(\sigma)$ плотности ρ_f-дислокаций, во втором — с более медленным увеличением плотности ρ_G-дислокаций с ростом давления в диапазоне $\sigma > 50$ GPa [10,11,16]. Следует заметить, что в диапазоне давлений $10 < \sigma < 50$ GPa зависимость $\rho_G(\sigma)$ отклоняется от кубического закона (5b) и может быть в первом приближении аппроксимирована законом $\rho_G \sim \sigma^2$, что обеспечивает согласно (12) за-

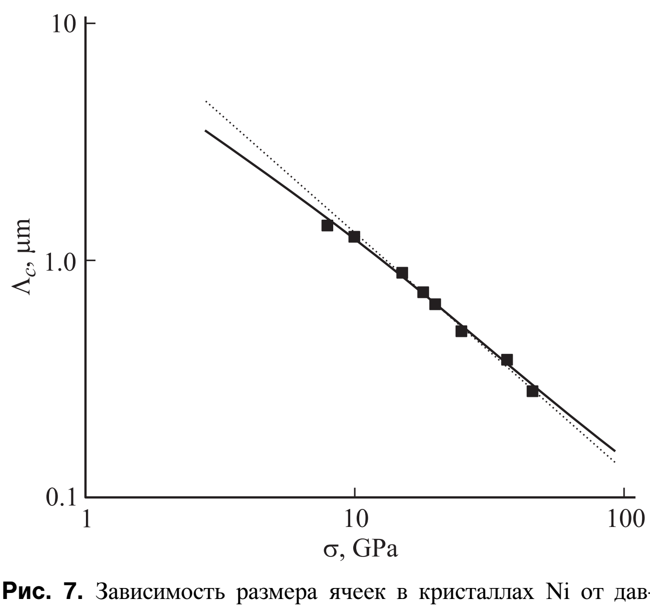

Рис. 7. Зависимость размера ячеек в кристаллах Ni от давления согласно уравнению (12). Экспериментальные точки — данные [1]. Пунктиром обозначена зависимость $\Lambda_c \sim \sigma^{-1}$.

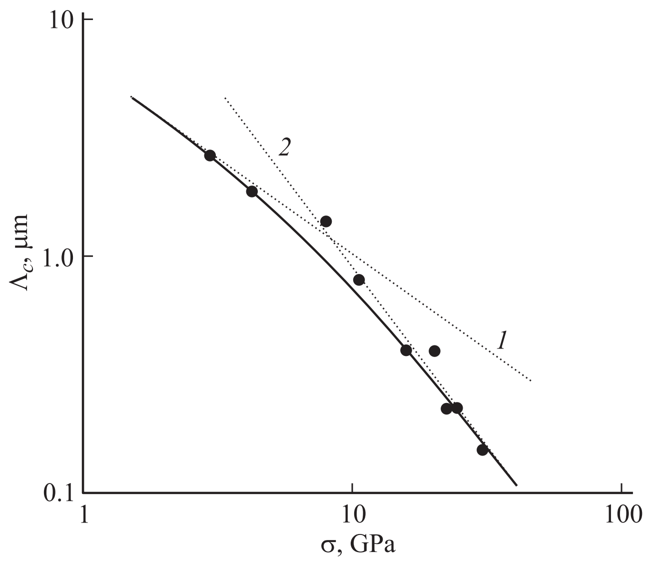

Рис. 8. Зависимость размера ячеек в кристаллах Cu с ориентацией оси ударного нагружения [134] от давления согласно уравнению (12). Экспериментальные точки — данные [3]. Пунктирами *1* и *2* обозначены зависимости соответственно $\Lambda_c \sim \sigma^{-3/4}$ и $\Lambda_c \sim \sigma^{-3/2}$ (см. текст).

висимость размера дислокационных ячеек от давления вида $\Lambda_c \sim \rho_G^{-1/2} \sim \sigma^{-1}$.

До сих пор анализировались экспериментальные данные по ячеистой дислокационной структуре в монокристаллах, ударно нагружаемых в направлении кристаллографической оси [001], когда в ГЦК-кристаллах имеется 4 плоскости скольжения с высокими значениями фактора Шмида (0.41). В [3] приведены данные по ячеистой дислокационной структуре в кристаллах меди, ударно нагружаемых в направлении оси [134], когда имеется одна плоскость скольжения с высоким фактором Шмида (0.47), а другие октаэдрические системы скольжения имеют факторы Шмида меньшей величины (0.38...0.12) [3]. Из-за преимущественного одиночного (single-slip) характера скольжения плотность дислокаций в кристаллах с ориентацией [134] оказывается существенно меньше, а переход от ячеистой к двойниковой структуре наступает позже — при давлениях выше 60 GPa.

На рис. 8 показаны данные [3] по зависимости размера дислокационных ячеек в кристаллах меди с ориентацией [134]. Видно, что по сравнению с данными для кристаллов Ni с ориентацией [001], зависимость $\Lambda_c(\sigma)$ в двойных логарифмических координатах отклоняется от линейной зависимости. Кривая на рис. 8 построена согласно уравнению (12) в предположении, что из-за низкой плотности ГН-дислокаций вследствие действия преимущественно одной системы скольжения, плотность этих дислокаций изменяется с напряжением по кубическому закону (5b), $\rho_G \sim \sigma_3$. Из уравнения (12) следует, что при плотности ГН-дислокаций $\rho_G \ll \rho_f$ размер ячеек должен изменяться с давлением, как $\Lambda_c \sim \rho_G^{-1/4} \sim \sigma^{-3/4}$, а при плотности ГН-дислокаций $\rho_G \gg \rho_f$, как $\Lambda_c \sim \rho_G^{-1/2} \sim \sigma^{-3/2}$. Пунктирами *1* и *2* на рис. 8 обозначены тангенсы углов наклона кривой, равные соответственно $-3/4$ и $-3/2$ в соответствующих диапазонах давления.

Еще один важный результат был получен в [3], а именно, зависимость размера дислокационных ячеек от расстояния z от ударной поверхности кристалла. Эти зависимости приведены на рис. 9 для трех начальных ($z = 0$) давлений, $\sigma_m = 20$, 40 и 60 GPa. Из рис. 9 видно, что с ростом расстояния z от поверхности удара размер ячеек увеличивается вследствие затухания ударной волны и снижения давления $\sigma(z)$ с расстоянием. Анализ приведенных на рис. 9 результатов можно сделать с помощью следующей феноменологической модели. Поскольку при $z = 0$ и $\sigma(\infty) = 0$ затухание отсутствует, то снижение давления с расстоянием определяется уравнением

$$\frac{d\sigma}{dz} = -\frac{\sigma}{\Delta z}\left(1 - \frac{\sigma}{2\sigma_m}\right), \tag{13a}$$

где Δz — характерное расстояние, зависящее от механизма рассеяния упругой энергии ударной волны. Решая уравнение (13a), получаем зависимость давления от расстояния z

$$\sigma = \frac{2\sigma_m}{1 + \exp(z/\Delta z)}. \tag{13b}$$

Далее, игнорируя различия в тангенсах углов наклона кривой на рис. 8 в разных диапазонах давлений и

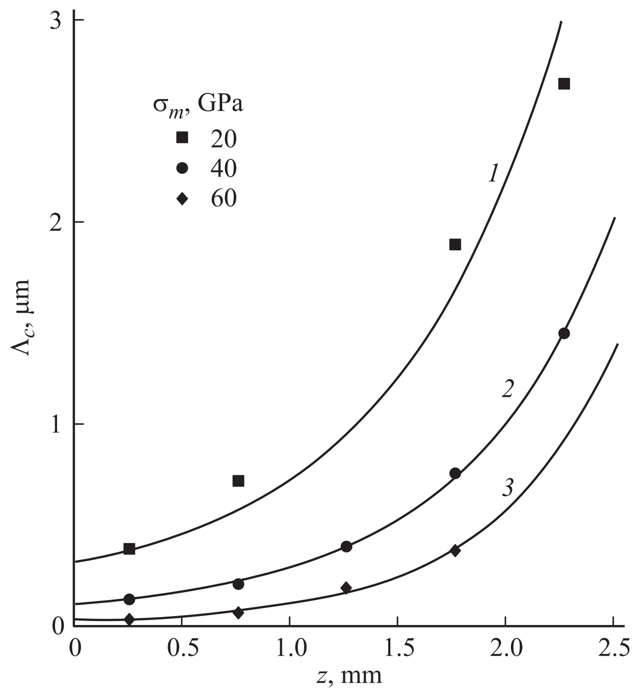

Рис. 9. Зависимость размера дислокационных ячеек в кристаллах Cu с ориентацией оси ударного нагружения [134] от расстоянии z от поверхности нагружения согласно уравнению (14) при давлениях в ударной волне 20, 40 и 60 GPa. Экспериментальные точки — данные [3].

полагая, что в среднем он равен -1, имеем следующую зависимость размера ячеек от расстояния z

$$\Lambda_c = \frac{1}{2}\Lambda_m\left(1 + \exp\left(\frac{z}{\Delta z}\right)\right), \qquad (14)$$

где Λ_m — размер ячеек при начальном давлении σ_m. При аппроксимации данных [3] на рис. 9 кривыми *1–3* согласно уравнению (14) использовались следующие значения параметров Λ_m и Δz: кривая *1* — $0.32\,\mu$m и 0.78 mm, кривая *2* — $0.11\,\mu$m и 0.7 mm, кривая *3* — $0.03\,\mu$m и 0.56 mm.

5. Выводы

1. Разработан физический механизм образования ячеистых дислокационных структур в условиях интенсивного ударного нагружения металлических кристаллов с ГЦК-решеткой при давлениях в ударной волне $\sigma < 60$ GPa (скоростях ударного нагружения меньше $10^9\,\mathrm{s}^{-1}$).

2. Сформулированы критические условия формирования ячеистых дислокационных структур. Найдено, что существует критическое давление в волне, выше которого ячеистая структура за фронтом ударной волны не формируется. Выше него ударная волна приобретает одноволновый характер, а дислокационная структура состоит из однородно распределенных дислокационных петель с дефектами упаковки.

3. Показано, что размер дислокационных ячеек Λ изменяется с плотностью генерируемых на ударном фронте геометрически необходимых дислокаций ρ_G и давлением σ согласно соотношениям $\Lambda \sim 1/\rho_G^{1/4} \sim \sigma^{-3/4}$ при относительно малых и $\Lambda \sim 1/\rho_g^{1/2}\sigma^{-3/2}$, $\Lambda \sim \sigma^{-1}$ — при относительно больших давлениях; характер этих соотношений чувствителен к ориентации кристаллов относительно направления удара.

Список литературы

[1] L.E. Murr. Scripta Met. **12**, 201 (1978).
[2] M.A. Meyers, F. Gregory, B. K. Kad, M.S. Schneider, D.H. Kalantar, B.A. Remington, G. Ravichandran, T. Boehly, J.S. Wark. Acta Mater. **51**, 1211 (2003).
[3] M.S. Schneider, B. K. Kad, F. Gregory, D.H. Kalantar, B.A. Remington, M.A. Meyers. Metall. Mater. Trans. A **35**, 2633 (2004).
[4] M.A. Meyers, H. Jarmakani, E.M. Bringa, B.A. Remington. Dislocations in Solids / Ed. J.P. Hirth, L. Kubin. Elsevier B.V. V. 15. Ch. 89 (2009). P. 96–197.
[5] J.C. Crowhurst, M.R. Armstrong, K.B. Knight, J.M. Zaug, E.M. Behymer. Phys. Rev. Lett. **107**, 144 302 (2011).
[6] M.A. Shehadeh, H.M. Zbib, T. Diaz De La Rubia. Phil. Mag. **85**, 1667 (2005).
[7] M.A. Shehadeh, E.M. Bringa, H.M. Zbib, J.M. McNaney, B.A. Remington. Appl. Phys. Lett. **89**, 171 918 (2006).
[8] Ф.Р. Набарро, З.С. Базинский, Д.В. Хольт. Пластичность чистых монокристаллов. Металлургия, М.(1967).
[9] Z.P. Luo, H.W. Zhang, N Hansen, K. Lu. Acta Mater. **60**, 1322 (2012).
[10] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. ФТТ **55**, 715 (2013).
[11] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. ФТТ **55**, 2168 (2013).
[12] C.S. Smith. Trans. AIME **212**, 574 (1958).
[13] M.A. Meyers. Scripta Met. **12**, 21 (1978).
[14] Г.А. Малыгин. УФН **179**, 961 (1999).
[15] Г.А. Малыгин. ФТТ **37**, 3 (1995).
[16] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. ФТТ **55**, 721 (2013).
[17] L.E. Murr. In: Shock waves and high-strain-rate phenomena in metals / Ed. M.A. Meyers, L.E. Murr. Plenum Press, N.Y.–London (1981). 202 p.
[18] Г.А. Малыгин. ФТТ **48**, 651 (2006).
[19] Y. Kawasaki. J. Phys. Soc. J. **27**, 142 (1974).