

Дислокационно-кинетическая модель формирования и распространения интенсивных ударных волн в кристаллах

© Г.А. Малыгин¹, С.Л. Огарков², А.В. Андрияш²

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 27 сентября 2012 г.)

В рамках дислокационно-кинетического подхода, основанного на кинетических соотношениях и уравнениях для плотности дислокаций, получены аналитические выражения для фронта ударной волны и области пластической релаксации за ее фронтом и определена связь параметров волн с давлением. В рамках этого же подхода обсуждаются физический механизм и универсальность эмпирического соотношения Свигла–Грэди (СГ) для кристаллов в виде степенной зависимости скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}$ от давления в волне P : $\dot{\epsilon} \sim P^4$. Главный вклад в эту зависимость вносит степенная (кубическая) зависимость плотности дислокаций на фронте волны от давления. В основе универсальности соотношения СГ лежит инвариантность диссипативного действия A . Найдено явное выражение для диссипативного действия $A = SBV_0/3\beta$, откуда следует, что оно определяется такими фундаментальными для ударного нагружения кристаллов параметрами, как коэффициент вязкого торможения дислокаций B и коэффициент адиабатичности S (V_0 — удельный объем, β — коэффициент порядка $10^{-3}–10^{-2}$). В свете найденных закономерностей критически рассмотрены такие традиционные для ударного нагружения материалов феноменологические понятия, как предел упругости Гюгонио и упругий предвестник.

1. Введение

Проблема формирования и распространения ударных волн в твердых телах, в частности металлах, и связанного с ними откольного разрушения (spallation) материалов [1] имеет длительную историю изучения [2]. В последние десятилетия она вышла на новый уровень экспериментального и теоретического анализа. Благодаря действию на материал интенсивных пучков лазерного излучения с длительностью импульсов $10^{-8}–10^{-10}$ с были достигнуты скорости пластической деформации $\dot{\epsilon} = 10^8–10^{10} \text{ s}^{-1}$ и давления $P = 10–100 \text{ GPa}$ при сжатии кристаллических материалов ударной волной [3,4]. Лазерные интерферометры позволили надежно фиксировать скоростные профили ударных волн при выходе их на свободную поверхность деформируемого образца, а после отражения волны от тыльного конца образца определять напряжение его откольного разрушения, вызванного внутренним разрывом материала под действием растягивающего напряжения (отрицательного давления) отраженной волны.

Применение просвечивающей электронной микроскопии позволило установить, что в результате прохождения ударной волны средней интенсивности (1–20 GPa) по металлическому кристаллу в нем формируется ячеистая дислокационная структура [5–7]. Плотность дислокаций ρ в деформированных со скоростью $10^6–10^8 \text{ s}^{-1}$ кристаллах Ni [5] и Cu [6,7] составляет $10^{13}–10^{15} \text{ m}^{-2}$ и увеличивается с ростом давления, а размер дислокационных ячеек d уменьшается. Найденные значения ρ

и d имеют тот же порядок величины, что и при квазистатической деформации этих кристаллов со скоростями деформации $\dot{\epsilon} = 10^{-4}–10^{-2} \text{ s}^{-1}$ [8] или при их высокоскоростном деформировании с $\dot{\epsilon} = 10^2–10^3 \text{ s}^{-1}$ [9]. Эксперименты показали также, что в рассматриваемых кристаллах при давлениях больше 30–40 GPa ячеистая структура из полных (нерасщепленных) дислокаций не образуется, вместо нее возникает деформационная структура из дефектов упаковки, а при давлениях выше 50 GPa — двойниковая структура [3,6,7].

При анализе физического механизма возникновения и распространения ударных волн наряду с теоретическим подходом, базирующимся на кинетических соотношениях и уравнениях для плотности дислокаций [10–16], стали использоваться также методы молекулярной динамики [17,18] и динамики дискретных дислокаций [19–21]. Методы компьютерного моделирования позволяют наглядно демонстрировать процесс образования ударных волн и формирование в кристалле дислокационной структуры. Но определение в явном виде функциональной связи параметров волн с давлением в волне и характеристиками дислокационной структуры находится за рамками этих методов. Под параметрами волны здесь понимается плотность дислокаций в ней, ширина фронта и время образования волны, а также связанная с волной величина пластической деформации кристалла.

Целью настоящей работы является разработка модели интенсивной ударной волны и нахождение в явной форме связи ее параметров с давлением в волне и параметрами дислокационной структуры. Используемые

в работе кинетические соотношения и уравнения для плотности дислокаций применялись ранее при анализе деформационного упрочнения ГЦК-кристаллов [22,23] и формирования в них различных дислокационных структур [22] в условиях квазистатического деформирования кристаллов. Деформирование кристаллов интенсивными ударными волнами имеет свои особенности, которые обсуждаются в разделах 2 и 3 настоящей работы. В разделах 4 и 5 с учетом этих особенностей сформулированы кинетические уравнения и соотношения для давления и эволюции плотности дислокаций в ударной волне и найдена связь ее параметров с параметрами дислокационной структуры. С физической (микроскопической) точки зрения критически рассмотрены такие традиционные понятия, как предел упругости Гюгонио и упругий предвестник.

2. Соотношение Свигла–Грэди

Как показано далее (раздел 4), в формировании ударной пластической волны большую роль играет зависимость скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}$ от давления P . В литературе эта зависимость известна как эмпирическое соотношение $\dot{\epsilon} = K_p P^4$, получившее название закона Свигла–Грэди (СГ) [24,25], где K_p — некоторый коэффициент. Появление этого соотношения, как показано в [26], обусловлено спецификой ударного нагружения, а именно движением вдоль кристалла волны упругого сжатия. В результате на границе сжатой и не подвергнутой еще сжатию частей кристалла возникает несовместность деформации $\epsilon_G = -\ln(V/V_0)$, провоцирующая возникновение геометрически необходимых (ГН) дислокаций с плотностью [6]

$$\rho_G = \rho_G^0 \left[1 - \left(\frac{V}{V_0} \right)^{1/3} \right]^3, \quad \rho_G^0 = \frac{0.4(1-\nu)\pi^2}{\sqrt{2}b^2}, \quad (1)$$

где V и V_0 — удельные (specific) объемы сжатого и не подвергнутого сжатию частей кристалла соответственно, b — вектор Бюргерса, ν — коэффициент Пуассона.

Согласно диаграмме Гюгонио $P(V)$, давление в волне P и изменение удельного объема V/V_0 связаны соотношением [6,26]

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

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 — параметр адиабатичности, равный в случае меди 1.49. После подстановки (2) в (1) получаем зависимость плотности дислокаций ρ_G от давления P . Из (2) следует, что при $P \ll P_0$ удельный объем линейно изменяется с давлением, $V/V_0 \approx 1 - P/P_0$. Подставляя эту оценку в соотношение (1), находим зависимость плотности дислокаций от давления и деформации ϵ_G при относительно малых их значениях

$$(P/P_0 = \epsilon_G < 0.1) [26]$$

$$\frac{\rho_G}{\rho_G^0} \approx \frac{1}{3^3} \left(\frac{P}{P_0} \right)^3 \approx \left(\frac{\epsilon_G}{3} \right)^3. \quad (3)$$

Виртуальные дислокации ρ_G становятся реальными решеточными дислокациями с плотностью $\rho = \rho_G$ в результате генерирования дислокаций из вновь образованных или существующих в кристалле до удара дислокационных источников [27,28]. Расчеты [26] зависимостей $\rho(P)$ согласно уравнениям (1) и (3) находятся в хорошем согласии с результатами ударных экспериментов с кристаллами Cu и Ni [5].

Другая особенность пластической деформации кристаллов интенсивной ударной волной — высокая скорость перемещения дислокаций $u \approx 10^2 - 10^3$ m/s, определяемая их взаимодействием с фононами,

$$u = \frac{b}{B} \tau, \quad \tau = m \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} P, \quad (4)$$

где τ — действующее на дислокацию касательное напряжение в волне, B — коэффициент вязкого торможения дислокаций, m — ориентационный фактор. Что касается возможного при интенсивных ударах „релятивистского“ ограничения скоростей дислокаций [13–15], то обсуждение этого вопроса в [14,26] показывает, что хотя теоретически это возможно, но пока нет экспериментальных свидетельств существования этого ограничения.

Согласно формуле Орована $\dot{\epsilon} = mb\rho u$, скорость пластической деформации зависит от плотности дислокаций ρ , их скорости u и ориентационного фактора m . В ударной волне при $P < 0.1P_0$ плотность дислокаций $\rho = \rho_G \sim P^3$ описывается уравнением (3), а скорость дислокаций — уравнением (4). В результате с учетом того, что в (3) $P_0 \approx E$, имеем следующее соотношение

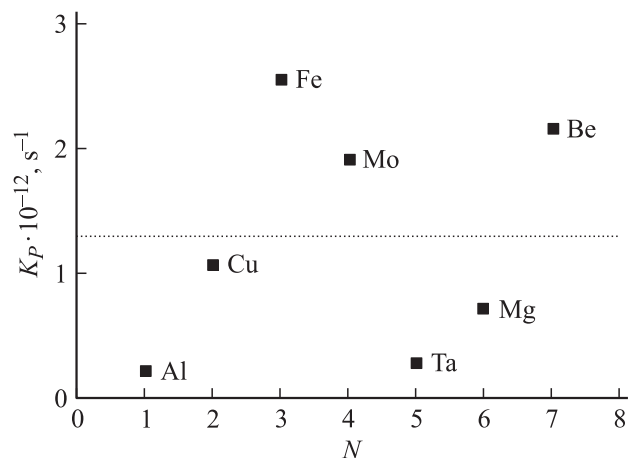


Рис. 1. Значения коэффициентов K_p в соотношении Свигла–Грэди (5а) в металлах с ГЦК- (Al, Cu), ОЦК- (Fe, Mo, Ta) и ГПУ- (Mg, Be) решетками согласно [26]. N — условный номер материала, пунктир — среднее значение коэффициента K_p .

для скорости пластической деформации при давлениях $P < 0.2E$ [26]:

$$\dot{\epsilon} = K_p \left(\frac{P}{E}\right)^4 \sim P^4, \quad (5a)$$

где $\nu = 0.34, m = 0.41,$

$$K_p = \beta \left(\frac{E}{B}\right), \quad \beta = \frac{0.4m^2(1-2\nu)\pi^2}{2^3/23^3} \approx 2.5 \cdot 10^{-3}. \quad (5b)$$

Найденная зависимость скорости деформации от давления (5a) соответствует эмпирическому закону СГ. Сравнение соотношений (5) с экспериментальными данными для большой группы материалов с различными типами кристаллических решеток показывает [26], что между теорией и экспериментом имеется хорошее количественное согласие. Коэффициент K_p изменяется в узких пределах $(0.3-3) \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ (рис. 1), что свидетельствует об универсальном характере соотношения СГ. Причина этой универсальности обсуждается в следующем разделе.

3. Энергия диссипации и инвариантность диссипативного действия

В экспериментах по ударному деформированию кристаллического кварца было найдено [29], что между рассеиваемой при ударе энергией (dissipation energy) W и временем образования устойчивой ударной волны t_w существует инвариантное соотношение $A = W t_w = \text{const}$, не зависящее от давления в волне и скорости деформации. Недавние эксперименты с Al [30] подтвердили существование этой инвариантности и в металлах. Инвариант A в общефизическом плане является так называемым диссипативным действием (dissipative action) [25].

Энергия диссипации W , согласно [24], равна разности площадей между линией Рэлея (рис. 2, кривая 2), описываемой соотношением

$$p_R(v) = p_e + v_e \frac{p_p - p_e}{v_e - v_p} \left(1 - \frac{v}{v_e}\right), \quad (6)$$

и адиабатой Гюгонио (рис. 2, кривая 1),

$$p(v) = \frac{1 - v}{[1 - S(1 - v)]^2}. \quad (7)$$

Здесь $v = V/V_0, p = P/P_0$, а индексы p и e маркируют значения давлений P и удельных объемов V в местах пересечения линии Рэлея с адиабатой Гюгонио. Кривая 3 на рис. 2 показывает разность давлений между этими кривыми, вызывающую диссипацию энергии на фронте ударной волны

$$W(v_e, v_p) = P_0 V_0 \int_{v_p}^{v_e} (p_R(v) - p(v)) dv. \quad (8)$$

В эксперименте измеряемой величиной является давление, поэтому интерес представляет зависимость энергии W не от удельного объема, а от давления в волне. Для нахождения этой зависимости в качестве нижнего и верхнего пределов интеграла (8) следует использовать зависимости $v_p(p)$ и $v_e(p_e)$ согласно уравнению (2) с учетом введенных в (6) и (7) безразмерных удельных

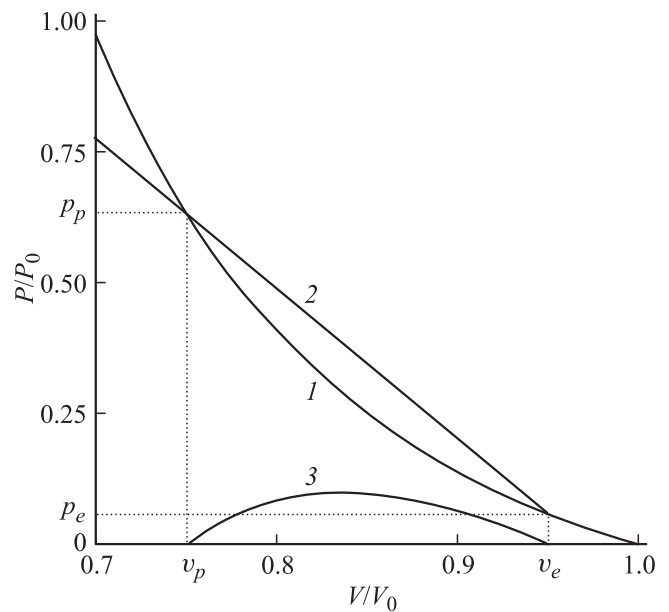


Рис. 2. Схема расчета рассеиваемой на фронте ударной волны энергии W . 1 — адиабата Гюгонио, 2 — линия Рэлея, 3 — напряжение, вызывающее рассеяние энергии удара.

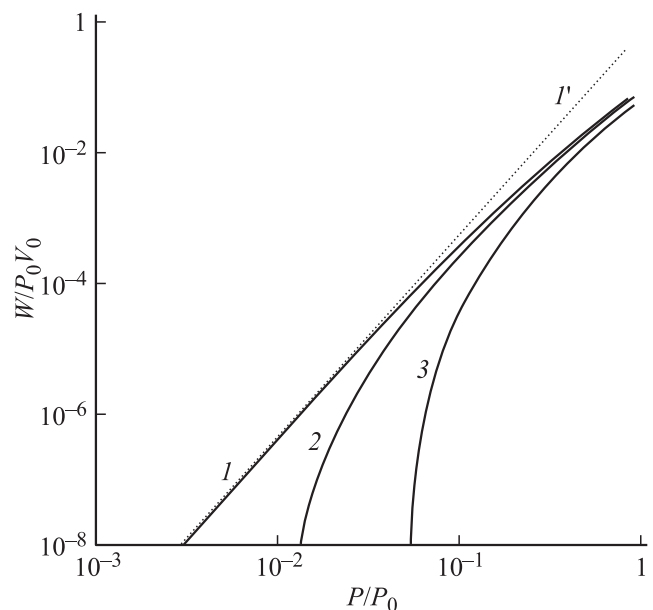


Рис. 3. Зависимость энергии диссипации от давления P согласно интегралу (8) при различных значениях предела упругости Гюгонио p_e . 1 — 0, 2 — 0.01 и 3 — 0.05. Пунктирная линия — расчет согласно уравнению (9).

объемов v и давлений p . Рис. 3 демонстрирует в двойных логарифмических координатах зависимость безразмерной энергии диссипации W/P_0V_0 от безразмерного давления p при различных значениях предела упругости Гюгонии (ПУГ) $p_e = P_{\text{HEL}}/P_0$ (P_{HEL} — Hugoniot elastic limit). Обращают на себя внимание два обстоятельства. Первое — наличие на кривой 1 в отсутствие ПУГ ($p_e = 0$) прямолинейного участка при давлениях $p < 0.1$, наклон которого соответствует степенной зависимости энергии диссипации от давления

$$W \sim p^3 \sim (P/P_0)^3 \sim (P/E)^3.$$

Из анализа интеграла (8) следует, что при $p \ll 1$ зависимость W от p с точностью до членов порядка p^4 имеет вид

$$W = (S/3)P_0V_0p^3. \quad (9)$$

Она совпадает с найденной в [25] степенной зависимостью энергии диссипации от напряжения (давления) в волне. На рис. 3 зависимость (9) обозначена пунктирной линией 1'.

В [25] приведена также оценка времени образования ударной волны. В обозначениях настоящей работы она имеет вид $t_w \approx p/\dot{\epsilon}$, где $p = P/E = \epsilon_G$. После подстановки ее в инвариантное соотношение $A = Wt_w$ получаем с точностью до неизвестного параметра A следующую зависимость скорости деформации от давления [25]

$$\dot{\epsilon} = \frac{SP_0V_0}{3A} \left(\frac{P}{E} \right)^4. \quad (10)$$

Она, как и уравнение (5а), соответствует степенному закону СГ. Но поскольку физическая причина появления инварианта A неизвестна, в [25] сделан вывод, что неизвестным остается и механизм возникновения соотношения СГ.

Физический механизм возникновения этого соотношения был рассмотрен в разделе 2, результатом чего являются уравнения (5). Приравняв скорости деформации (5а) и (10) друг к другу, получаем с учетом того, что $P_0 = E$, следующее соотношение для диссипативного действия:

$$A = \frac{S}{3\beta}BV_0. \quad (11)$$

Согласно (11), диссипативное действие имеет размерность $J \cdot s/kg$. Она означает, что при движении дислокации рассеивают на единицу веса кристалла энергию A в единицу времени. Физической причиной и мерой этого рассеяния является коэффициент вязкого торможения дислокаций B . Инвариант A объединяет в себе также и другие существенные параметры, такие как коэффициент адиабатичности S и коэффициент β , связанный с возникновением ГН-дислокаций (5b).

Второе обстоятельство, которое обращает на себя внимание, это то, что наличие предела упругости Гюгонии существенно изменяет характер зависимости энер-

гии диссипации W от давления p в диапазоне малых значений давления (рис. 3, кривые 2 и 3). С ростом ПУГ величина рассеиваемой при $p < 0.1$ энергии сильно снижается. В свете полученных выше результатов такая сильная зависимость энергии диссипации W от предела упругости Гюгонии представляется аномальной. Она приводит к нарушению инвариантности произведения Wt_w , а также, согласно (10), и закона СГ. Поскольку этому закону подчиняется большая группа материалов с разной кристаллографической структурой [25,26] и структурными дефектами различного типа [25], можно заключить, что упругий предел Гюгонии в материале на самом деле физически отсутствует, и диссипация энергии удара начинается на самой ранней стадии пластической деформации, еще на стадии микродеформации.

Как и предел текучести в квазистатических условиях деформирования, ПУГ был введен феноменологически как характерная, но условная точка на диаграммах напряжение–деформация, предшествующая ей деформация считается при этом полностью упругой. Это гипотетическое на момент его введения предположение противоречит, например, данным [31] (см. рис. 5 в указанной работе), которые свидетельствуют о том, что степенная зависимость скорости деформации $\dot{\epsilon} \sim \sigma^4$ наблюдается и для предела упругости Гюгонии. Следовательно, в (6) и при вычислении интеграла (8) следует полагать в качестве верхнего предела $v_e = 1$, $p_e = 0$. В следующем разделе показано, что так называемый упругий предвестник (elastic precursor) на самом деле является пластическим предвестником.

4. Модель фронта ударной волны

Результаты моделирования ударных волн методами дискретных дислокаций [19–21] и молекулярной динамики [17,18] подтвердили предположение [28] о том, что структура ударной волны состоит из двух областей: из области генерирования ГН-дислокаций на фронте волны и области пластической релаксации за ее фронтом в результате процессов размножения и аннигиляции дислокаций.

Основным силовым соотношением на фронте волны является уравнение вида

$$\sigma = (K_0\epsilon_G - 2G\epsilon_{pl}), \quad (12a)$$

где σ — напряжение сжатия, ϵ_G и ϵ_{pl} — связанные с волной несовместность деформации и пластическая деформация, контролируемая эмиссией дислокаций из источников, соответственно, $K_0 = E/3(1 - 2\nu) \approx E$ — модуль объемного сжатия, $G = E/2(1 + \nu)$ — модуль сдвига. Подставляя эти коэффициенты в (12а), получаем уравнение

$$\sigma = E(\epsilon_G - \eta\epsilon_{pl}), \quad \eta = \frac{1}{1 + \nu}. \quad (12b)$$

Дифференцируя его по времени, получаем кинетическое уравнение релаксации напряжения на фронте волны

$$\frac{d\sigma}{dt} = E(\dot{\epsilon}_G - \eta\dot{\epsilon}_{pl}), \quad (13a)$$

где $\dot{\epsilon} = \dot{V}/V$ — задаваемая ударом скорость деформации, а $\dot{\epsilon}_{pl} = m\dot{\rho}u$ — скорость пластической деформации, зависящая от напряжения. После подстановки в правую часть (13a) явной зависимости $\dot{\epsilon}_{pl}$ от напряжения σ согласно (5a) и введения координаты $z = U_1t - x$ с учетом перемещения ударного фронта вдоль кристалла со скоростью U_1 уравнение (13a) принимает вид

$$U_1 \frac{d\sigma}{dz} = E \left[\dot{\epsilon} - \eta K_P \left(\frac{\sigma}{E} \right)^4 \right]. \quad (13b)$$

Вводя далее безразмерные координату $Z = z/w$ и напряжение $s = \sigma/\sigma_P$, где

$$w = \frac{U_1}{K_P \eta^{1/4}} \left(\frac{K_P}{\dot{\epsilon}_G} \right)^{3/4}, \quad \sigma_P = E \left(\frac{\dot{\epsilon}_G}{\eta K_P} \right)^{1/4}, \quad (13c)$$

$$t_w = \frac{w}{U_1} = \frac{1}{K_P \eta^{1/4}} \left(\frac{K_P}{\dot{\epsilon}_G} \right)^{3/4}$$

— ширина ударного фронта, максимальное напряжение и время образования волны соответственно, получаем безразмерную форму уравнения (13b)

$$\frac{ds}{dZ} = 1 - s^4. \quad (13d)$$

Принимая во внимание, что

$$\int_0^s \frac{ds}{1-s^4} = \frac{1}{2} \left(\int_0^s \frac{ds}{1-s^2} + \int_0^s \frac{ds}{1+s^2} \right),$$

находим решение уравнения (13d) в неявном виде

$$\frac{1}{2} \operatorname{arth} \left(\frac{\sigma}{\sigma_P} \right) + \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{\sigma}{\sigma_P} \right) = \frac{t}{t_w} - \frac{x}{w}. \quad (14)$$

На рис. 4 кривая демонстрирует зависимость от времени скорости $U_f = 2(V_0/U_1)\sigma$ свободной (тыльной) поверхности образца Al [30] согласно уравнению (14) при выходе на нее ударной волны (скорость деформации $\dot{\epsilon}_G = 1.6 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\sigma_P = 40.5 \text{ GPa}$). Расчет кривой производился с учетом скоростных зависимостей максимального напряжения на фронте волны σ_P , ширины w и времени образования фронта t_w согласно соотношениям (13c) при значении коэффициента K_P для алюминия $0.22 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ (рис. 1), $E = 72 \text{ GPa}$, $\nu = 0.33$, $S = 1.34$, $V_0 = (1/2.7) \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$. Скорость фронта $U_1 = 7.4 \text{ km/s}$ близка к скорости продольных волн в алюминии $C_0 = 6.4 \text{ km/s}$ [30]. Согласно расчету, время образования фронта t_w составляет 34 ps. Экспериментальные точки на рис. 4 показывают степень согласия расчета с данными [30]. Следует, однако, заметить, что

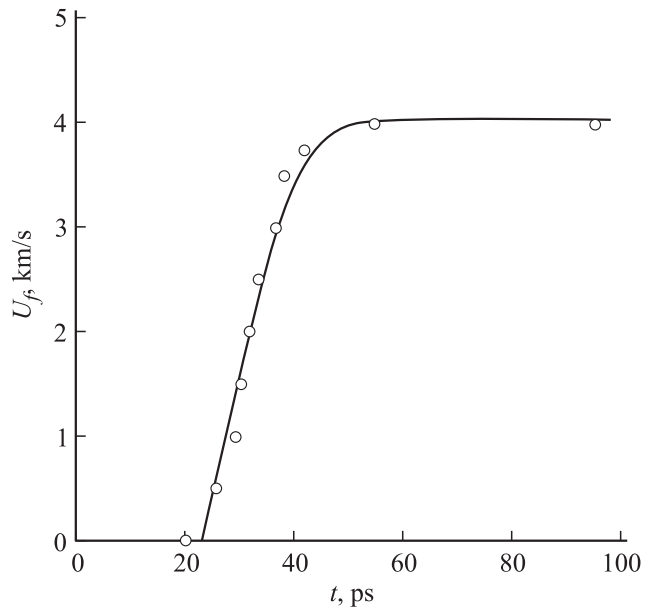


Рис. 4. Зависимость скорости $U_f \sim \sigma$ свободной поверхности образца Al от времени t согласно уравнению (14) при максимальном давлении в волне 40.5 GPa. Экспериментальные точки — данные [30].

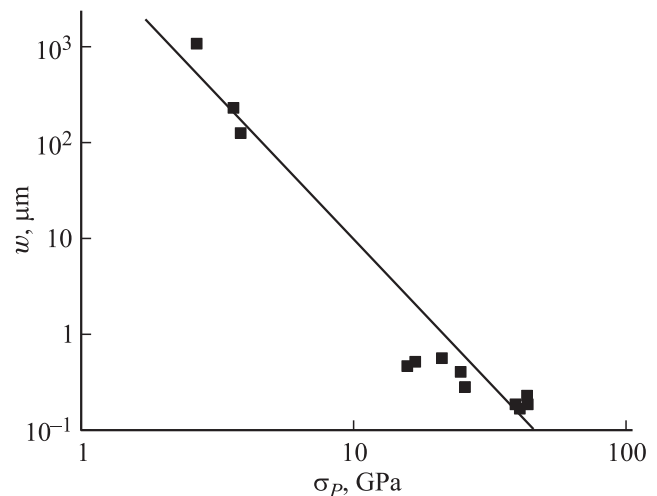


Рис. 5. Зависимость ширины ударного фронта w в образцах Al от максимального напряжения на фронте волны σ_P в двойных логарифмических координатах. Экспериментальные точки — данные [30].

при построении кривой на этом рисунке использовалось значение t_w , равное 17 ps, оно лучше соответствует эксперименту.

Скоростные зависимости параметров волны (13c) $\sigma_P \sim \dot{\epsilon}_G^{1/4}$ и $t_w \sim \dot{\epsilon}_G^{-3/4}$ подтверждаются данными [30]. Приведенная в [30] экспериментальная зависимость ширины фронта w от максимального напряжения σ_P показана на рис. 5 в двойных логарифмических координатах. Наклон прямой на этом рисунке соответствует степенному закону $w \sim \sigma_P^{-3}$. Действительно, комбини-

руя скоростные зависимости параметров (13с), находим зависимость ширины фронта и времени его образования от максимального напряжения в волне σ_P

$$w = \frac{U_1}{K_P \eta^{1/4}} \left(\frac{E}{\sigma_P} \right)^3 \sim \sigma_P^{-3},$$

$$t_w = \frac{1}{K_P \eta^{1/4}} \left(\frac{E}{\sigma_P} \right)^3 \sim \sigma_P^{-3}. \quad (15)$$

Принимая далее во внимание уравнения (9) и (15) и полагая $P_0 \approx E$, получаем для диссипативного действия $A = W t_w$ соотношение $A = SEV_0/3K_P \eta^{1/4}$. Оно отличается от (11) несущественным множителем $\eta^{1/4} = 0.93$. Подстановка в соотношение для A указанных выше значений параметров дает для Al следующую оценку диссипативного действия: $A \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ J} \cdot \text{s/kg}$ или, поскольку $1 \text{ J/kg} = 1 \text{ m}^2/\text{s}^2$, $A \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ [30].

5. Пластическая релаксация за фронтом ударной волны

Согласно данным [30], в Al при напряжениях $\sigma < \sigma_* \approx 25 \text{ GPa}$ (скоростях деформации, меньших $\sim 10^9 \text{ s}^{-1}$) за ударным фронтом волны возникает еще одна область пластической релаксации. В результате структура волны становится двухволновой (рис. 6), поскольку каждая из волн движется в материале со своей скоростью. Вторую волну можно рассматривать как „инверсионный след“ первой волны. По занимаемому в образце объему этот след, как правило, значительно превосходит объем (ширину w) фронта первой волны. По этой причине и в силу более высокой скорости его движения за ударным фронтом традиционно закрепилось название „упругий предвестник“. При напряжениях $\sigma > \sigma_* \approx 25 \text{ GPa}$ вся ударная волна в образце Al микронной толщины состоит из „предвестника“ (рис. 5), который в рассматриваемом случае очевидно ничего не предвещает. Поэтому с физической (микроскопической) точки зрения предвестник является пластической волной, специфика которой обусловлена генерацией ГН-дислокаций на ее фронте.

Как было отмечено во Введении, при напряжениях меньше 20–30 GPa дислокационная структура при ударном нагружении не отличается существенно от структур, наблюдаемых при квазистатической и высокоскоростной деформации кристаллов. Это обстоятельство дает основание анализировать механизм возникновения последующих дислокационных структур в кристаллах на той же дислокационно-кинетической основе, что и при их квазистатическом деформировании, а именно на основе кинетического уравнения для плотности дислокаций вида [22].

$$\frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} = \lambda_D u \frac{\partial \rho}{\partial x^2} + \frac{u}{\lambda_m} \rho + \delta_f u \rho^{3/2} - h_a u \rho^2, \quad (16)$$

где $\rho(x, t)$ — зависящая от координаты x и времени t плотность дислокаций, u — их скорость, λ_D — характер-

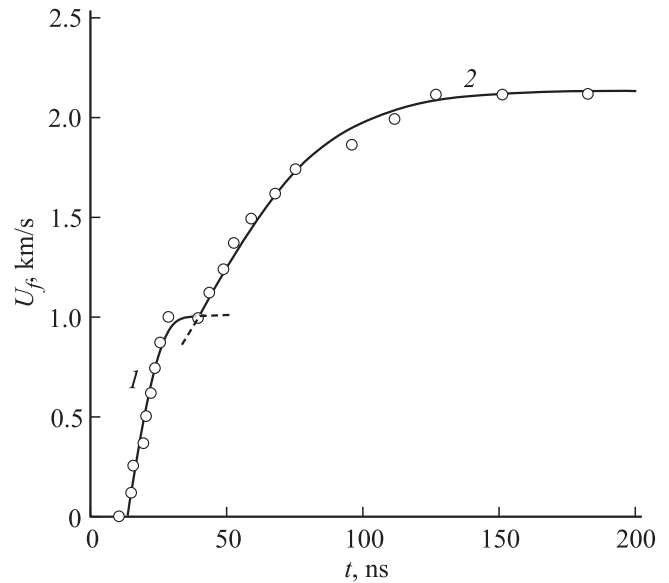


Рис. 6. Двухволновая структура ударной волны в образце Al при максимальном давлении в волне 9.2 GPa. Экспериментальные точки — данные [30]. Пояснение кривых 1, 2 приведено в тексте.

ное расстояние диффузии дислокаций, λ_m и $1/\delta_f \rho^{1/2}$ — длина свободного пробега дислокаций между актами их размножения на препятствиях не деформационного и деформационного (лес дислокаций ρ) происхождения соответственно, h_a — характерное расстояние аннигиляции винтовых участков дислокационных петель механизмом поперечного скольжения дислокаций. Согласно расчету [32], коэффициент δ_f определяется формулой $\delta_f = (5/8\pi^2)\beta_r \omega_s$, где $\omega_s \approx 0.5$ и $\beta_r \approx 0.3$ — доля винтовых дислокаций и дислокаций, образующих при пересечении рекомбинированные узлы, соответственно. Подставляя эти значения в указанное соотношение, получаем оценку коэффициента $\delta_f \approx 10^{-2}$, близкую к его экспериментальным значениям [33,34].

Вторичный характер дислокационных процессов, развивающихся за фронтом ударной волны, состоит в том, что часть коэффициентов уравнения (16) зависит от плотности дислокаций ρ_G , генерируемых на фронте волны, и, следовательно, от давления. Так, длина пробега дислокаций между актами размножения на дислокациях леса с плотностью ρ_G определяется как $1/\delta_f \rho_G^{1/2}$. Характерное расстояние диффузии дислокаций также может контролироваться плотностью ГН-дислокаций $\lambda_D = 1/\rho_G^{1/2}$. При устойчивом движении волны и постоянной величине давления скорость дислокаций можно считать постоянной, зависящей от давления в волне согласно формуле (4).

Принимая во внимание указанные обстоятельства, запишем уравнение (16) в безразмерных переменных $\psi = \rho/\rho_f$ и координатах $X = x/\Lambda_0$, $T = t/t_0$,

$$\frac{\partial \psi(X, T)}{\partial T} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + a\psi + \psi^{3/2} - \psi^2, \quad (17a)$$

используя обозначения

$$\rho_f = (k_f/k_a)^2, \quad \Lambda_0 = (\lambda_D k_a / b k_f^2)^{1/2} = (\lambda_D b k_a / \delta_f^2)^{1/2},$$

$$t_0 = 1/b\rho_f u k_a, \quad a = k_m k_a / k_f^2, \quad (17b)$$

где $k_m = 1/b\lambda_m$ и $k_f = \delta_f/b$ — коэффициенты размножения дислокаций на ГН-дислокациях и дислокациях леса соответственно, $k_a = h_a/b$ — коэффициент аннигиляции дислокаций [35].

Уравнение (17а), согласно [36], имеет решение в виде бегущей волны

$$\psi(X, T) = \frac{1}{[f + C \exp(qX + hT)]^2}, \quad (18a)$$

где C — постоянная интегрирования,

$$f = \frac{1}{2a} [(1 + 4a)^{1/2} - 1],$$

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

$$h = -\frac{2a}{3} \left(\frac{1}{(1 + 4a)^{1/2} - 1} + \frac{5}{4} \right). \quad (18b)$$

В целях устойчивости волны считаем, что $C = f$. В результате в размерных единицах уравнение (18а) принимает вид

$$\rho(x, t) = \frac{\rho_m}{\left[1 + \exp\left(\frac{x - U_2 t}{\Lambda}\right) \right]^2}, \quad (19a)$$

где U_2 — скорость волны, Λ — ширина ее фронта, $t_\Lambda = \Lambda/U_2$ — время образования волны, ρ_m — максимальная плотность дислокаций в волне,

$$U_2 = [h(a)/q(a)](\Lambda_0/t_0), \quad \Lambda = \Lambda_0/q(a),$$

$$t_\Lambda = t_0/h(a), \quad \rho_m = \rho_f/f(a)^2. \quad (19b)$$

Поскольку параметры Λ_0 и $a = \delta_j^{-2} k_a b \rho_G^{1/2}$, согласно обозначениям (17b), зависят от плотности ГН-дислокаций и, следовательно, от давления P , параметры волны (19b) также зависят от него.

На рис. 6 кривые 1 и 2 демонстрируют двухволновую структуру ударной волны при давлении $P = 9.2$ GPa (скорости деформации $\dot{\epsilon}_G = 4.6 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$). Расчет кривой 1 производился при тех же значениях коэффициентов и параметров, что и при расчете кривой на рис. 4, но при несколько меньшей скорости волны $U_1 = 6.8$ km/s и на три порядка большей величине времени образования фронта $t_w \approx 12$ ns. Расчет напряжения за фронтом первой волны осуществлялся на основе формулы Тейлора для деформационного (дислокационного) упрочнения кристалла

$$\sigma(x, t) = m_T \alpha G b \rho(x, t)^{1/2} \quad (20)$$

с учетом зависимости плотности дислокаций (19а) и параметров дислокационной волны (19b) от давления.

В соотношении (20) $\alpha = 0.6$ — коэффициент взаимодействия дислокаций, $m_T = 3.06$ — фактор Тейлора для поликристалла. Кривая 2 на рис. 6 показывает зависимость скорости тыльной поверхности образца Al при выходе на нее второй волны со скоростью $U_2 = 276$ m/s, временем образования $t_\Lambda = 45$ ns и максимальной плотностью дислокаций в волне $\rho_m = 4.6 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$, что, согласно (20), соответствует величине напряжения 680 МПа. Плотность ГН-дислокаций на фронте первой волны составляет при этом $(2.2-8.8) \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$ в зависимости от величины численного коэффициента (0.1 или 0.4) в формуле (1) (см. обсуждение этого вопроса в [26]). Согласно выражению для величины пластической деформации $\epsilon = m_T^{-1} b \rho \lambda$, где $\lambda = 1/\delta_f \rho^{1/2}$ — длина свободного пробега дислокаций между актами размножения дислокаций на дислокациях леса, для величины пластической деформации, связанной со второй волной, получаем соотношение

$$\epsilon(x, t) = m_T^{-1} \delta_f^{-1} b \rho(x, t)^{1/2}. \quad (21)$$

Из него следует, что деформация в „инверсионном следе“ не превышает 20% (на ударном фронте она составляет $\sim 13\%$), т. е. имеет тот же порядок величины, что и при квазистатическом деформировании.

Волны 1 и 2 на рис. 6 параметрически связаны друг с другом через зависимость их параметров от давления, но в кинетическом отношении они автономны. Их автономное рассмотрение преследовало цель получить аналитические выражения для волн типа уравнений (14) и (19а). Очевидно, эти уравнения сохранят в значительной степени свой характер и при совместном рассмотрении первой и второй волн в условиях кинетической связи между ними. Более подробный анализ этого и ряда других вопросов, связанных с содержанием настоящей работы, и сравнение экспериментальных и теоретических результатов будут предметом отдельной публикации.

6. Заключение

Таким образом, в рамках проведенного в работе теоретического исследования получены следующие результаты.

1. Установлен физический механизм возникновения степенной зависимости скорости пластической деформации от давления на фронте ударной волны, известной как эмпирический закон Свигла–Грэди (см. также [26]).

2. Показано, что при вычислении энергии, рассеиваемой при ударе, в качестве нижнего предела давления в волне не следует брать так называемый предел упругости Гюгонио ввиду его условного характера и практического отсутствия с физической точки зрения.

3. Найдено явное выражение для инварианта произведения энергии диссипации на время образования устойчивого фронта ударной волны — так называемого

диссипативного действия. Диссипативное действие объединяет в себе такие фундаментальные для процесса интенсивного удара параметры, как коэффициент адиабатичности S и коэффициент вязкого торможения дислокаций B . Последний коэффициент является физической причиной и мерой рассеяния энергии удара.

4. Получены аналитические выражения для фронта ударной волны („упругого предвестника“) и области пластической релаксации за фронтом и найдена связь параметров волн с давлением и скоростью деформации.

Список литературы

- [1] M.A. Meyers, C.T. Aimon. *Progr. Mater. Sci.* **28**, 1 (1983).
- [2] R.W. Armstrong, S.M. Walley. *Int. Mater. Rev.* **53**, 105 (2008).
- [3] M.A. Meyers, H. Jarmakani, E.M. Bringa, B.A. Remington. In: *Dislocation in solids* / Eds J.P. Hirth, L. Kubin. Elsevier B.V. (2009). V. 15. Ch. 89, P. 96–197.
- [4] Г.И. Канель, И.Е. Фортгов, С.В. Разоренов. *УФН* **177**, 809 (2007).
- [5] L.E. Murr. *Scripta Met.* **12**, 201 (1978).
- [6] 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).
- [7] M.S. Schneider, B.K. Kad, F. Gregory, D.H. Kalantar, B.A. Remington, M.A. Meyers. *Met. Mater. Trans. A* **35**, 2633 (2004).
- [8] Ф.Р. Набарро, З.С. Базинский, Д.В. Хольт. *Пластичность чистых монокристаллов*. Пер. с англ. Металлургия, М. (1967). 214 с.
- [9] Z.P. Luo, H.W. Zhang, N. Hansen, K. Lu. *Acta Mater.* **60**, 1322 (2012).
- [10] J.N. Johnson, L.M. Barker. *J. Appl. Phys.* **40**, 4321 (1969).
- [11] F.J. Zerilli, R.W. Armstrong. *J. Appl. Phys.* **61**, 1816 (1987).
- [12] P.S. Follansbee, U.F. Kocks. *Acta Mater.* **36**, 81 (1988).
- [13] M.F. Horstemeyer, M.I. Baskes, S.J. Plimpton. *Acta Mater.* **49**, 4363 (2001).
- [14] J. Weertman, J.R. Weertman. In: *Dislocations in solids* / Ed. F.R.N. Nabarro. North-Holland, Amsterdam (1980). V. 3. P. 1–60.
- [15] V.S. Krasnikov, A.E. Mayer, A.P. Yalovets. *Int. J. Plast.* **27**, 1294 (2011).
- [16] B.L. Holian. *Phys. Rev. A* **37**, 2562 (1988).
- [17] D. Tanguy, M. Mareschal, P.S. Lomdahl, T.C. Germann, B.L. Holian, R. Ravelo. *Phys. Rev. B* **68**, 144 111 (2003).
- [18] Y. Liao, Ch. Ye, H. Gao, B.J. Kim, S. Suslov, E.A. Stach. *J. Appl. Phys.* **110**, 023 518 (2011).
- [19] M.A. Shehadeh, H.M. Zbib, T. Diaz De La Rubia. *Phil. Mag.* **85**, 1667 (2005).
- [20] M.A. Shehadeh, E.M. Bringa, H.M. Zbib, J.M. McNaney, B.A. Remington. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 171 918 (2006).
- [21] E.M. Bringa, K. Rosolankova, R.E. Rudd, B.A. Remington, J.S. Wark, M. Duchaineau, D.H. Kalantar, J. Hawreliak, J. Belak. *Nature Mater.* **5**, 805 (2006).
- [22] Г.А. Малыгин. *УФН* **179**, 961 (1999).
- [23] U.F. Kocks, H. Mecking. *Progr. Mater. Sci.* **48**, 171 (2003).
- [24] J.W. Swegle, D.E. Grady. *J. Appl. Phys.* **58**, 692 (1985).
- [25] D.E. Grady. *J. Appl. Phys.* **107**, 013 506 (2010).
- [26] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. *ФТТ* **55**, 715 (2013).
- [27] C.S. Smith. *Trans. AIME* **212**, 574 (1858).
- [28] M.A. Meyers. *Scripta Met.* **12**, 21 (1978).
- [29] D.E. Grady. *J. Geophys. Res.* **85**, 913 (1980).
- [30] J.C. Crowhurst, M.R. Armstrong, K.B. Knight, J.M. Zaug, E.M. Behymer. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 144 302 (2011).
- [31] Г.В. Гаркушин, Г.И. Канель, С.В. Разоренов. *ФТТ* **54**, 1012 (2012).
- [32] Л.Е. Попов, В.С. Кобытев, Т.А. Ковалевская. *Пластическая деформация сплавов*. Metallurgia, М. (1984). 182 с.
- [33] Г.А. Малыгин. *ФММ* **67**, 380 (1989).
- [34] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **37**, 3 (1995).
- [35] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **29**, 2067 (1987).
- [36] А.Д. Полянин, В.Ф. Зайцев. *Справочник по нелинейным уравнениям математической физики*. Физматлит, М. (2002). 432 с.