26. Косевич А М, Иванов Б А, Ковалев А С *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны* (Киев: Наукова думка, 1983)
27. Kosevich A M, Ivanov B A, Kovalev A S *Phys. Rep.* **194** 117 (1990)
28. Neubauer A et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602 (2009)
29. Вдовичев С Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 418 (2011) [Vdovichev S N *JETP Lett.* **94** 386 (2011)]
30. Fraerman A A et al. *J. Appl. Phys.* **103** 073916 (2008)
31. Мухаматчин К Р, Фраерман А А *Письма в ЖЭТФ* **93** 797 (2011) [Mukhamatchin K R, Fraerman A A *JETP Lett.* **93** 716 (2011)]
32. Slonczewski J C *Phys. Rev. B* **39** 6995 (1989)
33. Звездин А К, Пятаков А П *УФН* **179** 897 (2009) [Zvezdin A K, Pyatakov A P *Phys. Usp.* **52** 845 (2009)]
34. Пятаков А П, Звездин А К *УФН* **182** 593 (2012) [Pyatakov A P, Zvezdin A K *Phys. Usp.* **55** 557 (12012)]
35. Fraerman A A, Muhamatchin K R, Tokman I D *Phys. Rev. B* **84** 012402 (2011)

PACS numbers: **61.72.–y**, **62.20.–x**, **62.30.+d**
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201212i.1351

Нелинейные волновые процессы в деформируемом твёрдом теле как многоуровневой иерархически организованной системе

В.Е. Панин, В.Е. Егорушкин, А.В. Панин

1. Введение

В докладе теоретически и экспериментально обоснована концепция многоуровневого описания деформируемого твёрдого тела как нелинейной иерархически организованной системы. Поверхностные слои и все внутренние границы раздела рассматриваются как самостоятельная планарная функциональная подсистема с ближним порядком. Каналированное пластическое течение в планарной подсистеме является первичным. Оно обусловливает образование и эмиссию в кристаллическую подсистему всех типов деформационных дефектов. Этот процесс развивается по механизму нелинейных волн, которые определяют закон самосогласования пластического течения в иерархически организованных системах. Разрушение связано с волновым структурно-фазовым распадом материала.

Наука о пластичности и прочности твёрдых тел переживает стадию смены парадигмы. В течение длительного времени описание пластической деформации и разрушения твёрдых тел развивалось в рамках линейных приближений механики сплошной среды (макромасштабный уровень) и физики деформационных дефектов в нагруженном твёрдом теле (микромасштабный уровень). Однако в последние десятилетия стало очевидным, что деформируемое твёрдое тело представляет собой многоуровневую иерархически организованную систему, которая должна описываться в рамках нелинейной механики и неравновесной термодинамики [1].

В настоящее время в литературе широко обсуждаются механизмы деформации на нано-, микро-, мезо- и макромасштабных уровнях. К сожалению, в большинстве случаев классификация масштабов сводится только к размерному фактору, сохраняясь в рамках лишь одноуровневого подхода. Проблемы многоуровневой самоорганизации и учёта нелинейности иерархически организованной системы пока остаются неразработанными.

Принципиально новой в многоуровневом подходе является концепция классификации поверхностных слоёв и всех внутренних границ раздела не как планарных дефектов в кристаллах (согласно подходу, принятому, например, в [2]), а как функциональных нелинейных планарных подсистем, в которых отсутствует трансляционная инвариантность [3–5].

Первичные пластические сдвиги зарождаются не в трансляционно-инвариантном кристалле, а в планарных сильно возбуждённых подсистемах в виде нелинейных волн каналированных локальных структурных превращений. При распространении таких волновых потоков в планарной подсистеме генерируются деформационные дефекты различных видов. Периодическая эмиссия дефектов в кристаллическую подсистему развивается как нелинейный волновой процесс. Термодинамическая стабильность кристаллической подсистемы в ходе пластической деформации непрерывно снижается, вызывая нелинейность поведения деформируемого твёрдого тела.

Настоящая статья посвящена теоретическому и экспериментальному обоснованию принципиальной важности роли нелинейных волн в пластической деформации и разрушении твёрдых тел.

2. Нелинейные волны каналированных локальных структурных превращений в планарной подсистеме — основной механизм генерации деформационных дефектов. Закон самосогласования пластической деформации на различных структурно-масштабных уровнях

Согласно [3], термодинамические основы эволюции зарождения деформационных дефектов как локальных структурных превращений органично представлены на кривой зависимости термодинамического потенциала Гиббса $F = F(V)$ от молярного объёма V, который рассматривается как обобщённый термодинамический параметр (рис. 1). Из выражения $F = U - TS + PV - \sum_{i-1}^{n} \mu_i C_i$ следует, что при возрастании F в деформируемом твёрдом теле из-за наличия слагаемых U и PV могут возникать локальные минимумы, обусловленные производством энтропии и перераспределением легирующих элементов (или примесей). В соответствии с неравновесной термодинамикой [6], по мере возрастания v в деформируемом кристалле вследствие появления в нём неоднородного механического поля возникают зоны неравновесных состояний, в которых рождается весь спектр деформационных дефектов: дислокации, дисклинации, мезо- и макрополосы локализованной пластической деформации. Наконец, при $V > V_{\text{cr}}$, когда потенциал $F(V)$ становится положительным, кристалл в локальных зонах сильно неравновесных состояний теряет термодинамическую стабильность и претерпевает структурно-фазовый распад. Вследствие избыточного молярного объёма в таких зонах формируются трещины (или поры).

Рассмотрение деформируемого твёрдого тела как нелинейной многоуровневой системы позволило установить механизмы формирования локальных зон сильно неравновесных состояний, в которых зарождаются деформационные дефекты различного масштабного уров-

В.Е. Панин, В.Е. Егорушкин, А.В. Панин. Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, РФ
E-mail: paninve@ispms.tsc.ru

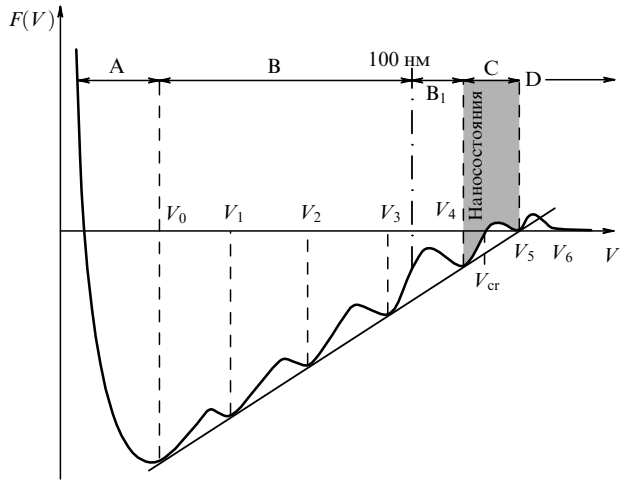

Рис. 1. Зависимость термодинамического потенциала Гиббса $F(V)$ от молярного объёма V с учётом локальных зон гидростатического растяжения различного масштаба, в которых возникают дефектные структуры. Области различных состояний: A — гидростатическое сжатие, B — мезосубструктуры различных структурно-масштабных уровней, B_1 — наноразмерные структуры, C — наноструктурные состояния, D — возникновение пористости и разрушения.

ня [3]. Необходимость самосогласования сдвигов на различных структурно-масштабных уровнях и "шахматный" характер распределения растягивающих и сжимающих нормальных напряжений на интерфейсах структурных подсистем (рис. 2) [7] обусловливают распространение в деформируемом твёрдом теле нелинейных волн каналированных локальных структурных превращений. С такими нелинейными волнами связано возникновение зон неравновесных состояний, релаксация которых происходит в результате генерации в кристаллической подсистеме деформационных дефектов. Эффект каналирования потоков локальных структурных превращений на мезомасштабных уровнях является необходимым условием для распространения многоуровневых нелинейных волн с учётом диссипативного процесса движения дислокаций на микромасштабном уровне.

Многоуровневое развитие нелинейных волн пластического течения предсказано в теоретических работах [8–10]. Результаты экспериментальных исследований таких процессов обобщены в работах [3, 11–19].

В работах [12–14, 18] нелинейные волны каналированного пластического течения исследованы в наноструктурированных поверхностных слоях плоских металлических образцов и в напылённых на подложку тонких плёнках при одноосном растяжении. Во всех случаях выявлены нелинейные волны в виде двойных спиралей (рис. 3, 4). Их количественная обработка позволила провести сопоставление экспериментальных данных с результатами калибровочной теории нелинейных волн [10], которая изложена в разделе 3.

3. Калибровочная теория нелинейных волн каналированных локальных структурных превращений

Введение дислокаций и дисклинаций в механику деформируемого твёрдого тела проводится с помощью калибровочной теории дефектов [20–22]. В работах [8–10] предложено в качестве группы калибровочных преобразований рассматривать простую девятипараметрическую группу преобразований вещественного трёхмерного пространства GL(3, R), а также введены источники янг-миллсовских полей — квазиупругие микродисторсии. Полученные волновые уравнения при их анализе с учётом неравновесной термодинамики дискретных подсистем позволяют в рамках многоуровневого подхода обосновать как волновую природу каналированной пластической деформации, так и диссипативный процесс движения деформационных дефектов на одном структурно-масштабном уровне.

Одним из частных случаев волновых уравнений, полученных в [10], являются уравнения для безразмерных величин потока $\mathbf{J}$ и плотности α линейных дефектов (разрывов вектора смещений $\mathbf{u}$):

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} J^\alpha_\mu = -\frac{\partial \ln u_\mu}{\partial t}\,, \tag{1}$$

$$\varepsilon_{\mu\chi\delta}\frac{\partial J^\alpha_\delta}{\partial x_\chi} = -\frac{\partial \alpha^\alpha_\mu}{\partial t}\,, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \alpha^\alpha_\mu}{\partial x_\alpha} = 0\,, \tag{3}$$

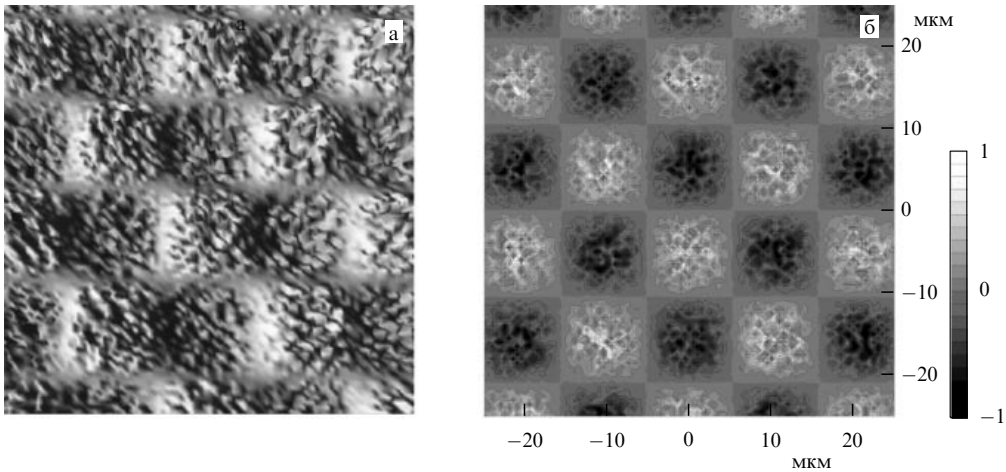

Рис. 2. Деформационный профиль в виде "шахматной доски" на поверхности деформируемого материала; модуль упругости поверхностного слоя $E_s = 0{,}5E_b$ (где E_b — соответствующий модуль упругости объёма материала). Толщина подложки принималась бесконечно большой по сравнению с толщиной поверхностного слоя [7].

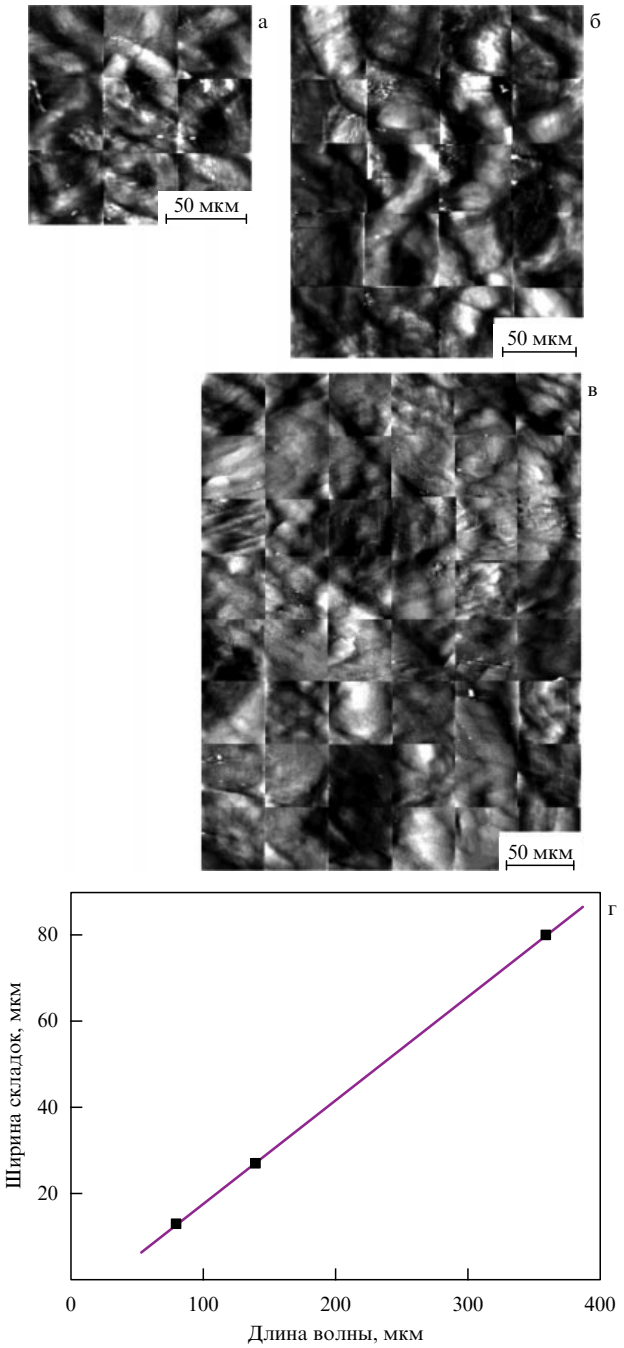

Рис. 3. Двойные спирали экструдированного материала в мезополосах каналированной деформации на поверхности плоских образцов ферритно-мартенситной стали с наноструктурированным поверхностным слоем при различном растяжении ε: (а) $\varepsilon = 17\,\%$, толщина слоя 100 мкм; (б) $\varepsilon = 16\,\%$, толщина слоя 200 мкм; (в) $\varepsilon = 10\,\%$, толщина слоя 300 мкм. Температура 293 К [14]. (г) Линейная зависимость ширины мезополосы от длины волны двойных спиралей.

$$\varepsilon_{\mu\chi\delta}\,\frac{\partial\alpha_\delta^\alpha}{\partial x_\chi} = \frac{1}{\tilde{c}^2}\,\frac{\partial J_\mu^\alpha}{\partial t} + \sigma_\mu^\alpha - P_\nu^\beta\,\frac{C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}}{E}\,, \tag{4}$$

$$\frac{1}{c^2}\,\frac{\partial v_\mu}{\partial t} = \frac{\partial\sigma_\mu^\alpha}{\partial x_\alpha} - \frac{\partial P_\nu^\beta C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}}{\partial x_\alpha\,E}\,, \tag{5}$$

где $v_\mu = \partial \ln u_\mu/\partial t$ — скорость упругой деформации среды с дефектами, $\sigma_\mu^\alpha = \partial \ln u_\nu/\partial x_\beta\,(C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}/E)$ — упругие напряжения в такой среде, c и $\tilde{c}$ — соответственно скорость звука и скорость распространения фронта пластического возмущения, $P_\nu^\beta(x,t)$ — пластическая часть дисторсии, $\varepsilon_{\mu\chi\delta}$ — символ Леви–Чевиты, $C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}$ — упругие константы.

Уравнения (1)–(5) имеют следующий смысл: (1) — уравнение непрерывности среды с дефектами, из которого следует, что источником пластического потока является скорость перестроения дефектов; (2) — условие совместности пластической деформации (принципиально важно, что изменение плотности среды со временем определяется в данном случае не операцией div, а операцией rot потока, т.е. его пространственной неоднородностью); (3) — условие непрерывности дефектов, что отражает отсутствие зарядов вихревой компоненты поля пластической деформации ($\alpha_\chi^\beta = \varepsilon_{\chi\mu\nu}\,\partial_\mu P_\nu^\beta$); (4) — определяющее уравнение для среды с пластическим течением; (5) — уравнение квазиупругого равновесия, представляющее собой известное в континуальной механике уравнение, но содержащее в правой части, кроме слагаемого, ответственного за упругую деформацию, слагаемое, описывающее пластические дисторсии, что фактически отражает рождение деформационных дефектов в локальных зонах гидростатического растяжения, сформированных концентратором напряжений.

Выражение (4), присущее только среде с пластическим течением, связывает временны́е изменения пластического потока с анизотропным пространственным изменением плотности дефектов ($\varepsilon_{\mu\chi\delta}\,\partial\alpha_\delta^\alpha/\partial x_\chi$) и источниками ($\sigma_\mu^\alpha - P_\nu^\beta C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}/E$). Отличие уравнений (4) и (5) от соответствующих уравнений теории упругости состоит в том, что изменение скорости пластической деформации со временем определяется самими напряжениями, а не производными $\partial\sigma_\mu^\alpha/\partial x$, как в упругом случае. Кроме того, в правую часть (4) в качестве источника входит сама пластическая дисторсия $P_\nu^\beta(x,t)$, что свидетельствует о двойственности дефектов как полевых источников.

Из системы уравнений (1)–(5) могут быть выведены волновые уравнения для безразмерных величин плотности потока **J** и плотности дефектов α:

$$\frac{1}{\tilde{c}^2}\,\frac{\partial^2 J_\alpha^\mu}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 J_\alpha^\mu}{\partial x_\nu^2} = \\ = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \ln u_\alpha(x,t)}{\partial x_\mu} - \frac{1}{E}\,\frac{\partial \ln u_\beta}{\partial x_\nu}\,C_{\alpha\beta}^{\mu\nu} - \frac{1}{E}\,P_\nu^\beta C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}\right), \tag{6}$$

$$\frac{1}{\tilde{c}^2}\,\frac{\partial^2 \alpha_\alpha^\mu}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \alpha_\alpha^\mu}{\partial x_\nu^2} = \\ = \varepsilon_{\mu\chi\sigma}\left(\frac{\partial^2 \ln u_\beta(x,t)}{\partial x_\chi \partial x_\nu}\,C_{\alpha\beta}^{\sigma\nu} - \frac{\partial P_\nu^\beta}{\partial x_\chi}\,C_{\alpha\beta}^{\sigma\nu}\right)\frac{1}{E}\,, \tag{7}$$

при условии совместности источников

$$\frac{\partial N_\mu}{\partial t} + \varepsilon_{\mu lm}\,\frac{\partial M_m}{\partial x_l} = 0\,, \tag{8}$$

где M — правая часть выражения (6), N — правая часть выражения (7), $u(x,t)$ — неупругие смещения в волне неупругой локализованной деформации.

Правая часть уравнения (6) характеризует источники потока дефектов, которые определяются скоростью квазиупругой деформации $\partial/\partial t\,(E_\mu^\alpha E - E_\nu^\beta C_{\alpha\beta}^{\mu\nu})\,(1/E)$, где E_μ^α и E_ν^β — шаровые и девиаторные компоненты тен-

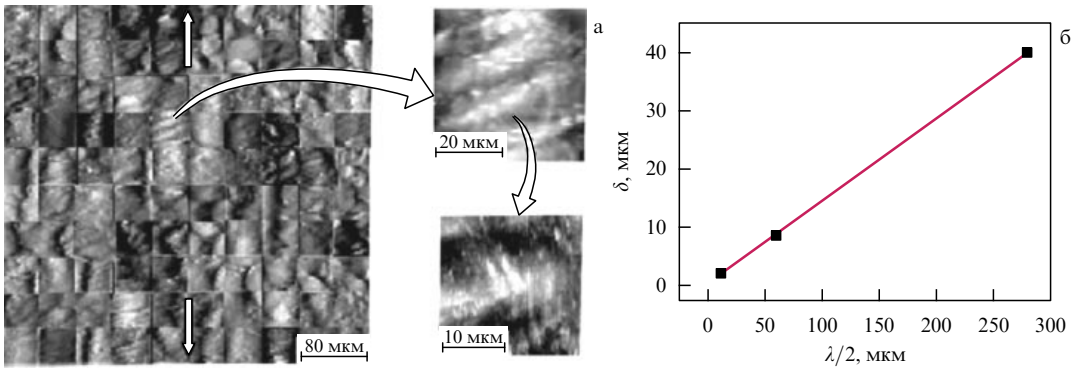

Рис. 4. (а) Нелинейные волны в виде двойных спиралей на поверхности образца технического титана ВТ1-0, подвергнутого растяжению $\varepsilon = 16\,\%$ при $T = 293$ К после предварительной ультразвуковой обработки и электролитического наводороживания в течение 1 ч. Изображение получено с помощью сканирующей туннельной микроскопии [18]. (б) Линейная зависимость толщины экструдированных ламелей различного масштаба от их длины.

зора деформации соответственно, величина $E^{\alpha}_{\mu}E - E^{\beta}_{\nu}C^{\mu\nu}_{\alpha\beta}$ представляет собой разность внутренних напряжений сжатия–растяжения и сдвига, связанных с распределением напряжений в зоне концентратора напряжений. Релаксационные процессы перестроения дефектов (типа кластеров различных атомных конфигураций или их конгломератов) представлены в (6) членом $P^{\beta}_{\nu}C^{\mu\nu}_{\alpha\beta}/E$.

Правая часть уравнения (7) характеризует источник плотности деформационных дефектов, которым является завихрённость $\varepsilon_{\mu\chi\delta}\,\partial/\partial x\,(E^{\beta}_{\nu} - P^{\beta}_{\nu})\,(C^{\mu\nu}_{\alpha\beta}/E)$ сдвиговой деформации, вызванной релаксацией сдвиговых напряжений при генерации деформационных дефектов в локальных зонах гидростатического растяжения.

Характер волновых потоков деформационных дефектов определяется правой частью уравнений (6) и (7). Пластическая дисторсия $P^{\beta}_{\nu}(x, t)$ играет здесь принципиально важную роль.

Предваряя интерпретацию уравнений (1)–(7), отметим, что волновые уравнения пластического течения твёрдых тел получены и в работах [20–22], однако они не были интерпретированы как волны пластичности. Вывод о волновом характере распространения возмущения в среде всегда связан с вопросом о групповой скорости возмущения. В отсутствие дисперсии групповой скорости волна вполне определена. Неоднородность одноуровневой среды приводит к дисперсии и разбиению волнового пакета. Поэтому в рамках одноуровневого подхода волн пластичности не может быть в принципе.

Однако при рассмотрении деформируемого твёрдого тела как многоуровневой системы с учётом наличия планарных подсистем в виде поверхностных слоёв и внутренних границ раздела заключение о нелинейных волнах пластичности и разрушения получает убедительное обоснование. Более того, вне схемы нелинейных волн невозможно обеспечить воспроизведение концентраторов напряжений при распространении пластических сдвигов как локальных структурных превращений.

Рассмотрим локализованный поток дефектов в планарной структуре в случае, когда деформация вдоль направления L развивается каналированно между двумя слоями кристаллического материала. Общую систему координат выберем так, чтобы ось z была направлена вдоль L, а координаты x и y изменялись в пределах толщины деформируемого слоя. Согласно [10], распределение пластического потока в локальной ($r < L$) области имеет вид

$$\mathbf{J} = \frac{b_1 - b_2}{4\pi}\,\chi(s, t)\,\mathbf{b}(s, \mathbf{t}_{\mathrm{n}})\left(\ln\frac{2L}{r} - 1\right) - \nabla f, \tag{9}$$

где $\mathbf{b}$ — вектор бинормали в локальной системе координат (перпендикулярный к нормали к витку спирали волны и её касательной), χ — изменение кривизны области (изменение кривизны оси области), обусловленное внешней нагрузкой, $\mathbf{t}_{\mathrm{n}}$ — касательная, s — текущее значение длины области, b_1, b_2 — модули так называемого вектора Бюргерса объёмной трансляционной и приповерхностной или ротационной несовместности соответственно, ∇f — градиентная часть потока, обусловленная сторонними источниками.

Определим изменение формы области потока локализованной деформации длиной L с начальными размерами δ. Пространственно-временны́е изменения формы $\mathbf{E}(s, t)$ в процессе деформации могут быть найдены из уравнения:

$$\mathbf{J} = \frac{\partial\mathbf{E}(s, t)}{\partial t}\,. \tag{10}$$

Используя выражение для $\mathbf{J}$ и сделав замену $t' \to t(b_1 - b_2)/(4\pi)[\ln(2L/r) - 1]$, получим

$$\frac{\partial\mathbf{E}(s, t)}{\partial t} = \chi\mathbf{b} - \frac{4\pi}{(b_1 - b_2)[\ln(2L/r) - 1]}\,\nabla f. \tag{11}$$

Первое слагаемое в правой части (11) отражает кривизну потока дефектов (его завихрённость). Решая (11) совместно с уравнением $\partial\mathbf{E}/\partial s = \mathbf{t}$ и уравнениями Френе [23], можно показать, что изменение формы рассматриваемой области описывается выражениями

$$E_x(s, t) = -\frac{2}{\beta(v^2 + 1)}\left\{\operatorname{sech}\left[2\beta(s + 4vt)\right]\sin\left[2\beta(s + 4vt)\right] - \operatorname{sech}(8\beta vt)\,\sin(8\beta vvt)\right\}, \tag{12}$$

$$E_y(s, t) = -\frac{2}{\beta(v^2 + 1)}\left\{\operatorname{sech}\left[2\beta(s + 4vt)\right]\cos\left[2\beta(s + 4vt)\right] - \operatorname{sech}(8\beta vt)\,\cos(8\beta vvt)\right\}, \tag{13}$$

$$E_z(s, t) = s - \frac{1}{\beta(v^2 + 1)}\left\{\tanh\left[2\beta(s + 4vt)\right] - \tanh(8\beta vt)\right\}. \tag{14}$$

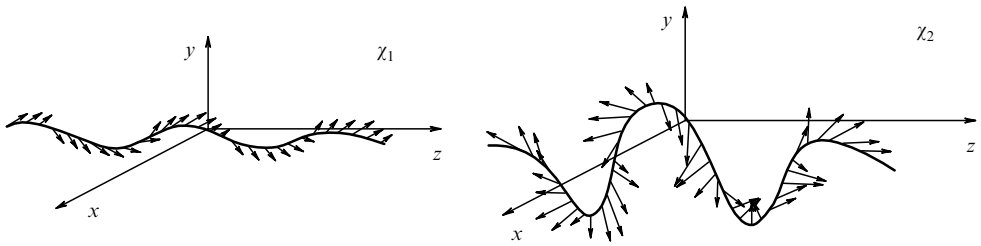

Рис. 5. Зависимость формы и скорости локализованной пластической деформации от кривизны χ деформируемой области, $\chi_1 < \chi_2$.

Уравнения (12)–(14) определяют изменение формы области, ось которой — спиральная кривая с постоянным кручением $\tau = 2v$. В этих соотношениях $v = -v/\beta$, v характеризует скорость перемещения локальных структурных превращений в области спиральной кривой вдоль направления L, параметр β связан с кривизной χ соотношением

$$\chi(s,t) = 4\beta \operatorname{sech}\left[2\beta(s+4vt)\right]. \tag{15}$$

Кривизна χ спирали является важным параметром каналированного волнового распространения локализованного пластического течения. Влияние этого параметра на форму спирали и локальную скорость v поперечного формоизменения деформируемой области показано на рис. 5. Как видно из рис. 5а, при малой кривизне χ скорость v поперечного формоизменения невелика, а спираль испытывает слабо выраженное кручение с большой длиной поперечной волны. Такая картина наблюдается при развитии пластического сдвига в сильно неравновесных условиях, например, в наноструктурированных поверхностных слоях. При увеличении кривизны χ длина поперечной волны резко уменьшается, а скорости поперечного формоизменения возрастают (рис. 5б). Это очень важный эффект, так как в зонах сильной кривизны резко возрастает локальный эффективный потенциал $U(V,\alpha)$ в выражении для неравновесного термодинамического потенциала Гиббса $F(V,\alpha) = F(V) - U(V,\alpha)$, где α характеризует поле возмущений, вызванных локальным нарушением трансляционной инвариантности кристалла [6]. Это обусловливает уменьшение $||F(V,\alpha)||$, увеличение молярного объёма V в зоне кривизны и возрастание скорости всех видов атомных перераспределений. При достижении условия $V > V_{\text{cr}}$ в зоне сильной кривизны возникает структурно-фазовый распад кристаллического состояния и развивается разрушение материала. Проявление данного эффекта широко известно в инженерной практике.

4. Экспериментальная верификация предсказаний калибровочной теории нелинейных волн каналированной пластической деформации

На рисунке 3 представлены нелинейные волны пластического течения, каналированные в наноструктурированных поверхностных слоях плоских образцов ферритно-мартенситной стали в условиях одноосного растяжения [14]. Наблюдение этих волн позволяет провести экспериментальную верификацию предсказаний калибровочной теории волновой деформации в планарных подсистемах. Изменение толщины наноструктурированного поверхностного слоя обусловливает изменение как длины λ нелинейной волны, так и ширины δ спирального каналированного потока. Из уравнения (9) нетрудно получить соотношение, связывающее δ и λ. Согласно [10],

$$\delta = L \exp\left[-\frac{4\pi(\nabla f\,\mathbf{b})}{\chi(b_1 - b_2)}\right]. \tag{16}$$

При заданном встречном поле ∇f со стороны кристаллической подложки скалярное произведение $\nabla f\,\mathbf{b} = 0$, если $\nabla f \perp \mathbf{b}$. Это условие соответствует представленным на рис. 3 двойным спиралям экструдированного материала. Данное утверждение особенно убедительно иллюстрируется структурой нелинейных волн в образцах титана с обогащённым водородом поверхностным слоем [18]. Механизм экструзии материала поверхностного слоя в нелинейной волне исследован в [18] при одноосном растяжении плоских образцов поликристаллического титана, у которых поверхностные слои были наноструктурированы и обогащены водородом. Титан имеет очень низкую сдвиговую устойчивость (его энергия дефекта упаковки всего порядка 10 мДж м$^{-2}$). Наноструктурирование поверхностного слоя и его наводороживание дополнительно снижают эту сдвиговую устойчивость.

Использование сканирующей туннельной микроскопии позволило [18] выявить механизм экструзии материала в каналированной нелинейной волне. Из рисунка 4 видно, что волновая экструзия материала происходит в результате взаимного смещения отдельных ламелей. При этом каждая ламель экструдируется взаимным смещением ещё более мелких поперечных ламелей. Бинормаль к каждой ламели перпендикулярна к плоскости образца и, следовательно, направлению встречного поля ∇f со стороны кристаллической подложки. Эти данные свидетельствуют об иерархически организованной структуре нелинейной волны экструдируемого материала. Соответственно, на каждом масштабном уровне должна существовать линейная зависимость между величинами δ и λ. Это действительно подтверждается экспериментально.

На рисунке 3г представлена зависимость $\delta = f(\lambda)$, рассчитанная по данным [14] для ферритно-мартенситной стали. Эта зависимость соответствует прямой $\delta = k\lambda$ с коэффициентом $k = 0{,}75$. Три масштаба нелинейных волн, представленных на рис. 4а, также описываются уравнением прямой $\delta = k_1\lambda$ (рис. 4б), если принять длину ламели равной $1/2\lambda$, а её толщину — равной δ. Коэффициент $k_1 = 0{,}17$ в 4,4 раза меньше коэффициента k для стали. Это означает, что в титане с низкой сдвиговой устойчивостью мезополоса заданной мощности способна на длине своей волны преодолеть расстояние, в 4,4 раза большее, чем аналогичная мезополоса на длине своей волны в высокопрочной стали. Данная закономер-

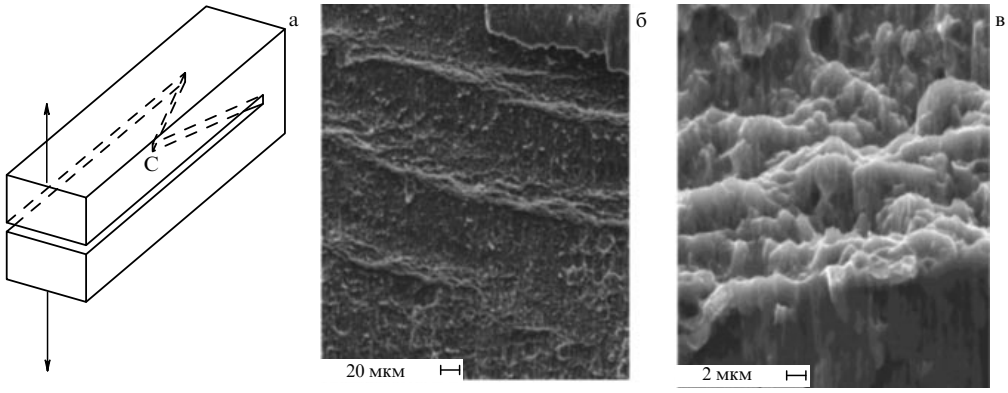

Рис. 6. Нелинейные волны на поверхности разрушения при растяжении образца с шевронным надрезом [24]: (а) форма образца; (б) периодические белые поперечные полосы материала, испытавшего структурно-фазовый распад; (в) пористая наноструктура поперечной полосы материала. Изображение получено с помощью растровой электронной микроскопии.

ность подтверждается и характеристиками нелинейных волн в наноструктурированных поверхностных слоях других материалов.

Хорошее согласие предсказаний калибровочной теории нелинейных волн каналированных структурных превращений в планарных подсистемах с экспериментальными данными свидетельствует о справедливости концепции авторов настоящей статьи о необходимости представления поверхностных слоёв и внутренних границ раздела ведущей функциональной подсистемой в деформируемом твёрдом теле. Теоретические и экспериментальные исследования нелинейных волн каналированного пластического течения в планарных подсистемах при учёте хорошо развитой теории деформационных дефектов в кристаллах открывают путь построения общей теории деформируемого твёрдого тела как нелинейной иерархически организованной системы [4].

5. Нелинейные волновые процессы разрушения

В общем случае разрушение твёрдого тела является диссипативным процессом. Трещина представляет собой поворотную моду деформации на макромасштабном уровне. В соответствии с законом сохранения момента импульса эта мода должна равняться сумме поворотных мод на меньших масштабных уровнях. В сплошной среде — это диссипативный процесс.

Однако если создать условия каналированного распространения трещины и максимально локализовать эффекты диссипации, то трещина будет распространяться как нелинейный волновой процесс. Это вытекает из неравновесной термодинамики её распространения. Раскрытие трещины обусловлено структурно-фазовым распадом материала перед её вершиной, и этот процесс является пороговым. Распространение трещины связано с релаксацией концентратора напряжений в её вершине. Рост трещины должен периодически останавливаться для восстановления концентратора напряжений и установления в новой зоне материала состояния структурно-фазового распада. Это типичный нелинейный волновой процесс, который описывается уравнением (6), если пренебречь в нём слагаемым $P_\nu^\beta C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}/E$. Возрастание слагаемого $\partial \ln u_\alpha(x,t)/\partial x_\mu$ связанное с нормальными напряжениями, будет периодически компенсироваться квазиупругими силами, представленными вторым слагаемым, $(\partial \ln u_\beta/\partial x_\nu)\, C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}/E$. Это обусловит нелинейный волновой характер распространения трещины с периодическими остановками. Естественно, для обнаружения подобных волновых процессов скорость изменения правой части уравнения (6) должна быть небольшой, т.е. нелинейные волны разрушения должны быть медленными.

Такие волновые процессы каналированного разрушения описаны в [17] при распространении усталостных трещин в двухслойных композитах. Вначале на интерфейсе разнородных сред при их циклическом знакопеременном изгибе развивались зигзагообразные мезополосы локализованной пластической деформации. Затем в одной из мезополос распространялась каналированная усталостная трещина сдвигов – поворотов как нелинейный волновой процесс.

В работе [24] каналирование разрушения и минимизация диссипативных процессов реализованы при растяжении плоских образцов субмикрокристаллического титана с шевронным надрезом (рис. 6а). В условиях одноосного растяжения в вершине C тонкого планарного слоя, имеющего форму шевронного надреза, зарождалась трещина нормального отрыва, которая каналированно распространялась вдоль продольного сечения образца. Сильная термодинамическая неравновесность субмикрокристаллического состояния обусловливала быстрый структурно-фазовый распад материала в области перед вершиной трещины. Далее в этой области распространяется поперечная волна разрушения, смещая продукт распада кристаллического материала на периферию данной области (рис. 6б). Пористая наноструктура испытавшего структурно-фазовый распад материала, оттеснённого волной разрушения на периферию поперечной полосы, представлена на рис. 6в. Такой материал проявляет свечение во вторичных электронах и легко выявляется. Данные результаты имеют важное значение для объяснения механизма разрушения твёрдых тел.

Подобные нелинейные волновые процессы разрушения характерны для многих наноструктурированных объектов (многослойные наноструктурные покрытия, тонкоплёночные структуры в микроэлектронике, наноструктурированные поверхностные слои функционального назначения в материаловедении и др.). Данными волновыми процессами можно управлять на основе теории [10].

6. Заключение

Деформируемое твёрдое тело предложено рассматривать как нелинейную иерархически организованную систему, состоящую из двух самосогласованных подсистем. Деформация трёхмерной трансляционно-инвариантной кристаллической подсистемы описывается на основе теории деформационных дефектов. При этом следует учитывать локальные структурные превращения в ядрах деформационных дефектов и возрастание термодинамической неравновесности деформируемого кристалла. Поверхностные слои и все внутренние границы раздела следует рассматривать не как планарные дефекты в трёхмерном кристалле, а как самостоятельную планарную нелинейную подсистему с нарушенной трансляционной инвариантностью. Первичные пластические сдвиги в нагруженном твёрдом теле связаны не с дислокациями, а с нелинейными волнами каналированных структурных превращений в планарной подсистеме. Распространение нелинейных каналированных волн сопровождается периодической генерацией в зонах сильной кривизны деформационных дефектов, эмиссия которых в кристаллическую подсистему обеспечивает пластическое изменение её формы.

Приводится теоретическое и экспериментальное обоснование развиваемой концепции. Показано, что развитая в [10] теория нелинейных волн каналированной пластической деформации удовлетворительно описывает закономерности развития нелинейных волновых процессов, которые определяют закон самосогласования пластического течения в многоуровневых иерархически организованных системах. Нарушение такого самосогласования вызывает разрушение нагруженного твёрдого тела. Неравновесная термодинамика разрушения связана со структурно-фазовым распадом конденсированного состояния твёрдого тела в областях, где термодинамический потенциал Гиббса оказывается положительным. Каналированное распространение трещин в многоуровневых системах также развивается как нелинейный волновой процесс.

Работа поддержана грантами СО РАН (III.20.1.1 и 72), Президиума РАН (2.2 и 25.3), РФФИ (10.01.13300-РТ_ОМИ) и грантом Президента РФ НШ-6116.2012.1.

Список литературы

1. Панин В Е, Лихачев В А, Гриняев Ю В *Структурные уровни деформации твердых тел* (Новосибирск: Наука, 1985)
2. Meyers M A, Chawla K K *Mechanical Behavior of Materials* (Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall, 1999)
3. Панин В Е, Егорушкин В Е, Панин А В *Физ. мезомех.* **13** (5) 7 (2010) [Panin V E, Egorushkin V E, Panin A V *Phys. Mesomech.* **13** 215 (2010)]
4. Панин В Е, Егорушкин В Е *Физ. мезомех.* **14** (3) 7 (2011) [Panin V E, Egorushkin V E *Phys. Mesomech.* **14** 207 (2011)]
5. Панин В Е, Егорушкин В Е, Панин А В *Физ. мезомех.* **15** (1) 7 (2012)
6. Леонтович М А *ЖЭТФ* **8** 844 (1938)
7. Панин В Е, Егорушкин В Е, Панин А В, Моисеенко Д Д *ЖТФ* **77** (8) 62 (2007) [Panin V E, Egorushkin V E, Panin A V, Moiseenko D D *Zh. Tech. Phys.* **52** 1024 (2007)]
8. Панин В Е и др. *Изв. вузов. Физика* **30** (1) 34 (1987) [Panin V E et al. *Sov. Phys. J.* **30** 24 (1987)]
9. Егорушкин В Е *Изв. вузов. Физика* **33** (2) 51 (1990) [Egorushkin V E *Sov. Phys. J.* **33** 135 (1990)]
10. Егорушкин В Е *Изв. вузов. Физика* **35** (4) 19 (1992) [Egorushkin V E *Sov. Phys. J.* **35** 316 (1992)]
11. Панин В Е, Панин А В *Физ. мезомех.* **8** (5) 7 (2005) [Panin V E, Panin A V *Phys. Mesomech.* **8** (5–6) 7 (2005)]
12. Панин А В *Физ. мезомех.* **8** (3) 5 (2005) [Panin A V *Phys. Mesomech.* **8** (3–4) 5 (2005)]
13. Панин В Е и др., в сб. *Поверхностные слои и внутренние границы раздела в гетерогенных материалах* (Отв. ред. В Е Панин) (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2006)
14. Panin A V et al. *J. Nucl. Mater.* **386–388** 466 (2009)
15. Дерюгин Е Е и др. *Физ. мезомех.* **4** (3) 35 (2001) [Deryugin E E et al. *Phys. Mesomech.* **4** (3) 35 (2001)]
16. Елсукова Т Ф, Панин В Е *ФММ* **97** (1) 121 (2004) [Elsukova T F, Panin V E *Phys. Met. Metallog.* **97** (1) 111 (2004)]
17. Панин В Е, Елсукова Т Ф, Попкова Ю Ф *Доклады РАН* **443** 40 (2012) [Panin V E, Elsukova T F, Popkova Yu F *Dokl. Phys.* **57** 100 (2012)]
18. Панин А В *ФММ* **98** 109 (2004) [Panin A V *Phys. Met. Matallog.* **98** 198 (2004)]
19. Zuev L B, Barannikova S A *Natural Science* **2** 476 (2010)
20. Kadić A, Edelen D G B *A Gauge Theory of Dislocations and Disclinations* (Berlin: Springer-Verlag, 1983) [Кадич А, Эделен Д *Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций* (М.: Мир, 1987)]
21. Lagoudas D C, Edelen D G B *Int. J. Eng. Sci.* **27** 411 (1989)
22. Cünther H *Ann. Physik* **495** 291 (1983)
23. Mc Connell A J *Application of Tensor Analysis* (New York: Dover Publ., 1957) [Мак-Коннел А Дж *Введение в тензорный анализ с приложениями к геометрии, механике и физике* (М.: Физматгиз, 1963)]
24. Панин В Е и др. *Физ. мезомех.* **15** (6) 5 (2012) [Panin V E et al. *Phys. Mesomech.* **16** (2) 81 (2013)]