

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Спинтроника и наномagnetизм

Научная сессия Отделения физических наук  
Российской академии наук, 25 апреля 2012 г.

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201212g.1345

25 апреля 2012 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН "Спинтроника и наномagnetизм".

Объявленная на web-сайте ОФН РАН [www.grad.ac.ru](http://www.grad.ac.ru) повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Звездин А.К., Звездин К.А.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва), **Попков А.Ф.** (Национальный исследовательский университет "Московский государственный институт электронной техники", Москва). *Эффекты переноса спинного момента и их применения в спинтронике.*

2. **Фраерман А.А.** (Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород). *Магнитные состояния и транспортные свойства ферромагнитных наноструктур.*

3. **Панин В.Е., Егорушкин В.Е., Панин А.В.** (Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск). *Нелинейные волновые процессы в деформируемом твёрдом теле как многоуровневой иерархически организованной системе.*

Статьи, написанные на основе докладов 2 и 3, публикуются ниже.

PACS numbers: 75.47. – m, 75.75. – c, 85.75. – d  
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201212h.1345

## Магнитные состояния и транспортные свойства ферромагнитных наноструктур

А.А. Фраерман

### 1. Введение

Интерес к транспортным свойствам ферромагнитных наноструктур обусловлен по крайней мере двумя факторами. Во-первых, в проводящих ферромагнетиках, о которых пойдёт речь далее, носители тока поляризованы по спину. Их спектр расщеплён на две подзоны,

которые заселяются электронами с параллельной и анти-параллельной магнитному моменту образца проекцией спина. По порядку величины спиновое "расщепление" соответствует температуре Кюри этих материалов. Можно считать, что в ферромагнетиках существует колоссальное "обменное" поле с напряжённостью  $H \sim \sim k_B T_c / \mu_B \sim 10^6 - 10^7$  Э ( $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\mu_B$  — магнетон Бора). До открытия эффекта гигантского [1, 2] (туннельного [3]) магнетосопротивления такое "обменное" поле не проявлялось в транспортных или оптических свойствах ферромагнетиков, которые определялись не кулоновским, а относительно слабым спин-орбитальным взаимодействием [4]. Это открытие послужило мощным стимулом к продолжению изучения спин-зависимых транспортных эффектов.

Во-вторых, методы наноструктурирования, бурно развивающиеся в последние годы, являются эффективным инструментом управления магнитным состоянием ферромагнетиков. Известно [5], что распределение намагниченности в ферромагнитном образце определяется конкуренцией магнитной анизотропии, обменного и магнитостатического взаимодействий. Возникающая в результате этой конкуренции магнитная доменная структура не является универсальной, а зависит от формы и геометрических размеров образца. Наноструктурирование позволяет управлять этими параметрами, а значит, и распределением намагниченности в наиболее интересном нанометровом диапазоне. Особенность этого диапазона для ферромагнетиков определяется существованием характерных масштабов — толщины доменной стенки и обменной длины, которые для ферромагнитных металлов переходной группы составляют несколько десятков нанометров.

Таким образом, поиск новых транспортных и оптических эффектов "обменной" природы в ферромагнитных наноструктурах является актуальной и интересной задачей. В докладе дан краткий обзор касающихся этой проблемы работ, выполненных в Институте физики микроструктур РАН.

### 2. "Обменные" эффект Холла и диодный эффект

Анализ возможности существования транспортных эффектов обменной природы в неоднородных ферромагнетиках начнём с феноменологического рассмотрения.

А.А. Фраерман. Институт физики микроструктур РАН,  
Нижний Новгород, РФ  
E-mail: [andr@ipm.sci-nnov.ru](mailto:andr@ipm.sci-nnov.ru)

Под действием постоянного электрического поля  $\mathbf{E}$  в проводящей среде возникает электрический ток  $\mathbf{j}$ , который определяется следующим выражением:

$$j_i = \sigma_{ik} E_k + \gamma_{ijk} E_j E_k + \dots \quad (1)$$

где тензоры линейной и квадратичной проводимости зависят от магнитного момента образца и его пространственных производных. Задача состоит в определении вида этой зависимости. Ограничиваясь рассмотрением процессов без диссипации, происходящих в средах с центром инверсии, мы приходим к выводу, что тензоры линейной и нелинейной проводимости содержат слагаемые с нечётными степенями магнитного момента  $\mathbf{M}$ , причём тензор  $\sigma_{ik}$  включает в себя слагаемые с чётными степенями пространственных производных, а тензор  $\gamma_{ijk}$  — с нечётными. Предполагая, что ответственным за искомые эффекты является обменное взаимодействие, потребуем, чтобы выражение для тока (1) было инвариантным относительно когерентного вращения магнитного момента образца [5, 6]. Это означает, что тензоры проводимости не должны содержать свёртки "пространственных" и "магнитных" индексов. Удовлетворяя всем перечисленным требованиям, получаем следующее выражение для электрического тока в проводящем ферромагнетике с неоднородным распределением намагниченности [7, 8]:

$$j_i = \sigma \left( \mathbf{M} \left[ \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_k} \right] \right) E_k + \gamma \left( \mathbf{M} \left[ \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \times \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x_j \partial x_k} \right] \right) E_j E_k + \dots \quad (2)$$

где  $\sigma, \gamma$  — скалярные константы (мы ограничились здесь рассмотрением сред с изотропной или кубической кристаллической структурой). Тензор линейной проводимости, который является антисимметричным, описывает вклад в эффект Холла, имеющий обменную природу, второе слагаемое в правой части (2) ответственно за выпрямляющие свойства ферромагнетика. Оба найденных тензора отличны от нуля только в таких ферромагнетиках, в которых векторы магнитного момента не лежат в одной плоскости, т.е. в образцах, имеющих некомпланарное распределение намагниченности. Действительно, выражения для тензоров проводимости легко получить, разлагая в ряд Тейлора смешанное произведение  $\mathbf{M}_1[\mathbf{M}_2 \times \mathbf{M}_3]$ , где  $\mathbf{M}_{1,2,3}$  — магнитные моменты в соседних точках образца. Если тензор линейной проводимости отличен от нуля в системах с неоднородным распределением магнитного момента, то выпрямляющие свойства должен иметь образец и с одномерным некомпланарным распределением намагниченности.

В качестве примера рассмотрим два некомпланарных распределения магнитного момента. Пусть ферромагнетик имеет распределение намагниченности вида

$$\mathbf{M} = (\sin \theta(\rho) \cos(v\varphi + \varphi_0), \sin \theta(\rho) \sin(v\varphi + \varphi_0), \cos \theta(\rho)), \quad (3)$$

где  $\varphi, \rho$  — цилиндрические координаты,  $v$  — целое число,  $\varphi_0$  — постоянный фазовый сдвиг. Подставляя (3) в

выражение (2), получаем

$$\mathbf{j} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}_{\text{eff}}, \quad B_{\text{eff}} = \sigma \left( \mathbf{M} \left[ \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} \right] \right) = \sigma v \frac{1}{\rho} \frac{\partial \cos \theta}{\partial \rho}. \quad (4)$$

Таким образом, в структурах с некомпланарным вихревым ( $v = 1$ ,  $\varphi_0 = \pm \pi/2$ ) или антивихревым ( $v = -1$ ,  $\varphi_0 = 0, \pi$ ) распределением магнитного момента следует ожидать дополнительного вклада в эффект Холла. Рассмотрим распределение в виде конусной магнитной спирали:

$$\mathbf{M}(z) = (m \cos(qz), m \sin(qz), m_z), \quad \mathbf{M}^2 = m^2 + m_z^2. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (2), получаем

$$j_z = \gamma q^3 m_z (1 - m_z^2) E_z^2. \quad (6)$$

Следовательно, такая структура должна обладать диодными свойствами. Микроскопический механизм обсуждаемых эффектов может быть частично объяснён на основе классической модели, предложенной в работе [9], где показано, что причиной "обменного" вклада в холловскую проводимость является неколлинеарность направлений магнитного момента движущейся частицы и внешнего поля.

### 3. Оптические и нейтронно-оптические эффекты

Простейший квантово-механический подход к описанию электронов проводимости в ферромагнетиках основан на s-d-модели Вонсовского–Зинера, в рамках которой проблема сводится к нахождению собственных функций и собственных значений уравнения Шрёдингера

$$-\Delta \Psi(\mathbf{r}) - \mathbf{J} \mathbf{M}(\mathbf{r}) \hat{\mathbf{e}} \Psi(\mathbf{r}) = E \Psi(\mathbf{r}), \quad (7)$$

где  $\hat{\mathbf{e}}$  — вектор матриц Паули,  $J$  — обменная константа, описывающая взаимодействие s-электронов проводимости с локализованными d-электронами,  $\mathbf{M}$  — единичный вектор в направлении магнитного момента. Отметим аналогию между описанием электронов проводимости ферромагнетиков в рамках s-d-модели и нейтронов, для которых вектор магнитного момента в (7) должен быть заменён вектором магнитной индукции  $\mathbf{B}$ , а обменная константа должна быть заменена ядерным магнетоном Бора [10]. Эта аналогия позволяет рассматривать особенности транспортных и оптических свойств проводящих ферромагнетиков и рассеяние нейтронов неоднородными магнитными системами с единых позиций.

В случае магнитной спирали (5) уравнение (7) может быть решено точно [11]. Спектр и собственные функции имеют вид

$$E_{\pm} = k^2 + p^2 + \left( \frac{q}{2} \right)^2 \pm \sqrt{q^2 k^2 + J^2 - 2m_z J q k}, \quad (8)$$

$$\Psi_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{1 + \delta_{\pm}(k)}} \begin{pmatrix} \delta_{\pm}(k) \exp\left(\mp \frac{iqz}{2}\right) \\ 1 \end{pmatrix} \exp(ikz) \exp(i\mathbf{p}\mathbf{r}), \quad \delta_{\pm} = \frac{m_z J - qk \pm \sqrt{q^2 k^2 + J^2 - 2m_z J q k}}{J(1 - m_z^2)^{1/2}}, \quad (9)$$

где  $k$ ,  $\mathbf{p}$  — квазиимпульсы электрона соответственно вдоль и поперёк оси спирали.

Из (8) следует, что спектр носителей тока в конусной ( $m_z \neq 0$ ) спирали не является чётной функцией квазиимпульса. Таким образом, групповые скорости электронов, движущихся влево и вправо вдоль оси спирали, не равны друг другу. В макроскопической системе эта разница не приводит к возникновению электрического тока, так как в точности компенсируется разницей в числе равновесных электронов, движущихся в противоположные стороны. Однако в мезоскопических системах, таких как малые ферромагнитные кольца с некомпланарным распределением магнитного момента, снятие крамерсовского вырождения и квантование квазиимпульса могут обуславливать существование незатухающих токов, что предсказано в работах [12, 13].

В конусной магнитной спирали асимметрия спектра приводит к диодному эффекту, причём "лёгкое" направление протекания тока определяется знаком волнового числа спирали (левая — правая спираль) и направлением перпендикулярной составляющей магнитного момента  $m_z$  (см. формулу (6)). Кроме того, как следует из (9), компоненты волновой функции, а значит, и среднее значение собственного магнитного момента электрона зависят от компоненты квазиимпульса вдоль оси спирали. В частности, это приводит к асимметрии рассеяния электронов на немагнитной примеси, что также даёт вклад в диодный эффект [7]. Аналогичные эффекты (асимметрия как групповой скорости, так и частоты рассеяния на немагнитных примесях) ответственны за особенности пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости. В конусной магнитной спирали разложение диэлектрической проницаемости может содержать дополнительное слагаемое вида [14]

$$\varepsilon_{ii} = K_{ii} \left( \mathbf{M} \left[ \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial z} \times \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial z^2} \right] \right) k_z, \quad (10)$$

где  $k_z$  — компонента волнового вектора электромагнитной волны вдоль оси спирали.

Особо следует отметить возможность переходов между спиновыми подзонами в неколлинеарных и некомпланарных магнитных системах под действием электрической компоненты электромагнитной волны. Используя волновые функции (9), легко рассчитать вероятность электродипольных переходов между спиновыми подзонами в магнитной спирали [15]:

$$W_{k,k'}^{\pm} = \frac{2\pi}{\hbar} \left( \frac{JeE_z q}{2m\omega^2} \right)^2 (1 - m_z^2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \delta(\Delta E(k_z) - \hbar\omega), \quad (11)$$

где  $\omega$  — частота электромагнитной волны,  $\Delta E$  — энергетическое расстояние между спиновыми подзонами,  $\delta(x)$  — дельта-функция. В неколлинеарных системах эти переходы приводят к дополнительному вкладу в поглощение излучения, что подробно проанализировано в работе [16]. В некомпланарной магнитной системе (типа конусной магнитной спирали) электродипольные переходы (11) приводят к возникновению постоянного электрического тока, т.е. к фотогальваническому эффекту [15].

Рассмотрим особенности рассеяния нейтронов некомпланарными магнитными системами. Известно [10],

что взаимодействие холодных нейтронов с магнитным полем достаточно мало и сечение рассеяния представимо в виде ряда по степеням магнитной индукции  $\mathbf{B}$ . Взаимодействие между магнитным полем и спином нейтрона зависит лишь от угла между ними. Следовательно, полное сечение рассеяния (просуммированное по спиновым поляризациям падающих и рассеянных нейтронов) должно быть инвариантным относительно когерентного поворота магнитного поля в каждой точке пространства. Учитывая сказанное, сечение рассеяния можно записать в виде

$$\begin{aligned} \sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{B}(\mathbf{r})) = & \sigma_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}') + \\ & + \int Q_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) (\mathbf{B}(\mathbf{r}_1) \mathbf{B}(\mathbf{r}_2)) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 + \\ & + \int Q_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) (\mathbf{B}(\mathbf{r}_1) [\mathbf{B}(\mathbf{r}_2) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_3)]) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 + \dots \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\mathbf{k}, \mathbf{k}'$  — волновые векторы падающего и рассеянного нейтрона,  $Q_{1,2}$  — скалярные функции. Так как сечение рассеяния должно удовлетворять теореме взаимности  $\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \{\mathbf{B}(\mathbf{r})\}) = \sigma(-\mathbf{k}', -\mathbf{k}, \{-\mathbf{B}(\mathbf{r})\})$ , то последнее слагаемое в (12) описывает "невзаимный" вклад, обусловленный некомпланарностью распределения магнитной индукции. Отметим, что вычисление этого вклада выходит за рамки борновского приближения, обычно применяемого для расчёта сечения рассеяния холодных нейтронов. Различные проявления невзаимного рассеяния нейтронов в некомпланарных магнитных структурах обсуждаются в работах [17, 18].

Итак, проведённое теоретическое рассмотрение указывает на целый ряд новых и интересных транспортных, оптических и нейтронно-оптических эффектов, которых следует ожидать в ферромагнитных наноструктурах с некомпланарным, в частности вихревым и спиральным, распределением намагниченности. В разделах 4, 5 описаны методы создания и экспериментального исследования ферромагнитных наноструктур с киральным распределением намагниченности.

#### 4. Ферромагнитные наноструктуры с вихревым распределением намагниченности

Вихревое распределение намагниченности ( $v = 1$ ,  $\varphi_0 = \pm\pi/2$  в формуле (3)) является основным состоянием ферромагнитного диска при условии, что радиус и высота этого диска больше обменной длины  $l_{ex} \approx \sqrt{J/M_s^2} \sim 20$  нм [19]. Для создания таких частиц мы использовали методы магнетронного напыления и электронной литографии (микроскоп "Supra 50 V" с литографической приставкой ELPHY Plus) [8, 20, 21]. Для эффективного управления магнитным состоянием наноструктурированного образца необходимо контролировать не только его геометрические размеры, но и кристаллическую структуру. Подходящими для наших целей являются поликристаллические образцы с размером кристаллита  $\approx 20$  нм, имеющие достаточно малую ( $\approx 20-30$  Э) коэрцитивную силу. Кривые намагничивания ферромагнитных плёнок измерялись магнитооптическим методом до начала процесса литографии. Магнитные состояния частиц изучены методом магнитно-силовой микроскопии (вакуумный зондовый микроскоп "Solver-HV"). Детали зондовых измерений изложены в работах [8, 20–22]. Этим методом были подробно

исследованы вихревое состояние в эллиптических ферромагнитных частицах и возможность управления им с помощью магнитной иглы зондового микроскопа.

В частицах симметричной формы состояние магнитного вихря вырождено относительно направления завихрённости, и число частиц с "левым" и "правым" направлениями вихря ( $\varphi_0 = \pm\pi/2$ ) одинаково [23]. Однако в случае частиц несимметричной, например треугольной, формы (рис. 1а) при приложении поля вдоль основания треугольников значения полей зарождения "левых" и "правых" вихрей различны [24]. Это даёт возможность создавать решётки частиц с завихрённостью одного знака. На рисунке 1б приведено магнитно-силовое изображение остаточного состояния решётки треугольных частиц. Видно, что все частицы имеют завихрённость одного знака; управлять этой завихрённостью можно посредством изменения направления поля, благодаря которому происходит размагничивание. Замечательной особенностью такой системы является наличие макроско-

пического тороидного момента  $\mathbf{T} = (1/N) \sum_i [\mathbf{r}_i \times \mathbf{M}_i] \neq 0$ , что в свою очередь должно приводить к независимым эффектам при дифракции света на такой решётке. Эксперименты, недавно проведённые нами, полностью подтвердили это предсказание [25].

Представляется интересным создать наноструктуру с антивихревым распределением магнитного момента ( $v = -1$ ,  $\varphi_0 = 0, \pi$  в формуле (3)). Для такого распределения знак холловского напряжения сменяется противоположным по сравнению с таковым для вихревой системы (см. формулу (4)). Целое число  $v$  представляет собой топологический заряд солитона [26, 27]. Прямая пропорциональность холловского напряжения топологическому заряду распределения намагниченности оправдывает название этого эффекта — "топологический" эффект Холла [28]. Сложность реализации антивихревого состояния объясняется наличием избыточной магнитостатической энергии (по сравнению с таковой в вихревом состоянии), пропорциональной объёму частицы [8].

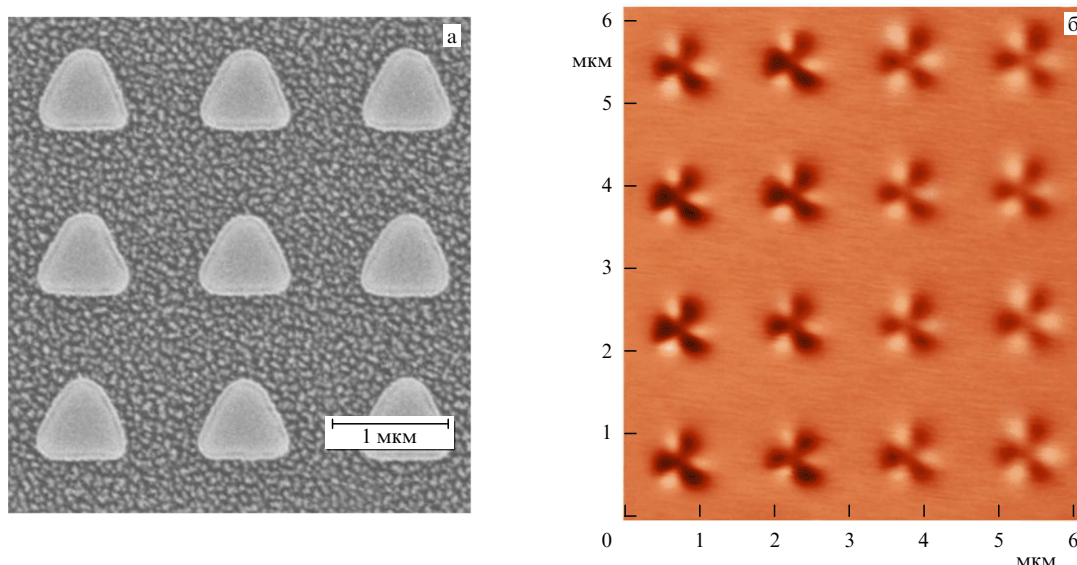


Рис. 1. (а) Электронно-микроскопическое изображение решётки треугольных частиц. (б) Магнитно-силовое изображение остаточного состояния этой решётки после намагничивания в сильном поле, приложенном вдоль основания треугольников.

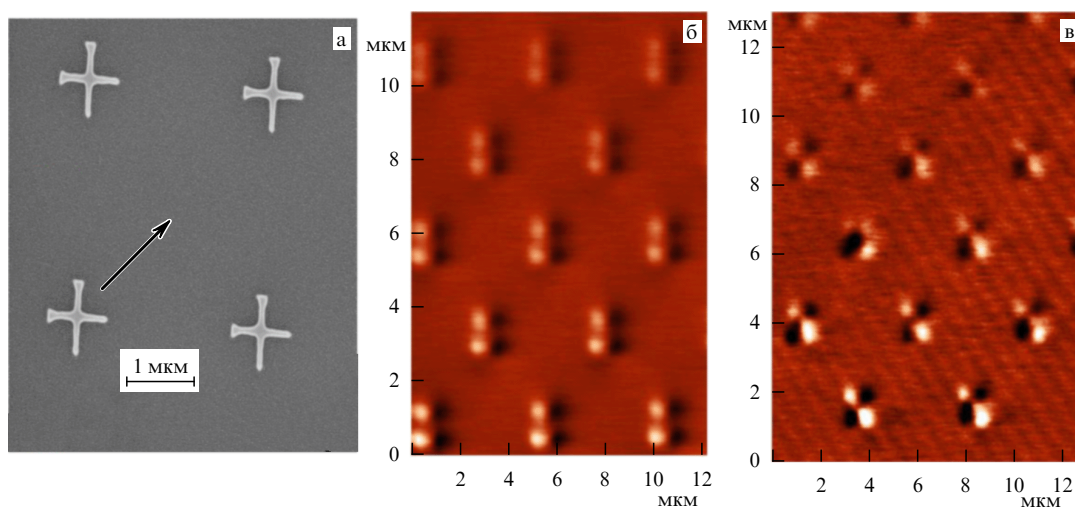


Рис. 2. (а) Электронно-микроскопическое изображение решётки крестообразных частиц. (б) Магнитно-силовое изображение остаточного состояния решётки после намагничивания в поле величиной 1 кЭ (направление внешнего поля указано стрелкой на рис. а). (в) Магнитно-силовое изображение остаточного состояния решётки частиц после приложения поля величиной 250 Э.

Для реализации антивихревого состояния нами была создана решётка ферромагнитных частиц крестообразной формы (рис. 2а). Особенностью этих частиц является наличие утолщений на двух из четырёх сторон креста. Внешнее магнитное поле прикладывается под углом  $45^\circ$  к сторонам крестообразной частицы так, как показано стрелкой на рис. 2а. Остаточное состояние системы после намагничивания во внешнем поле величиной 1 кЭ, показанное на рис. 2б, соответствует квазиодно-родному магнитному состоянию крестов. Остаточное состояние решётки после намагничивания в поле величиной 250 Э (рис. 2в) соответствует антивихревому состоянию частиц, что проявляется в смене вблизи краёв креста дипольной симметрии в распределении "магнитных зарядов" квадрупольной.

### 5. Ферромагнитные наноструктуры со спиральным распределением намагниченности

Неколлинеарные состояния могут реализовываться в многослойных ферромагнитных наночастицах в результате магнитостатического взаимодействия слоёв, а устойчивость этих состояний определяется формой частиц [29].

Рассмотрим три магнитных диска, разделённых ди-электрическими прослойками. Распределение намагниченности в каждом диске будем считать однородным. Магнитостатическое взаимодействие между слоями носит дальнедействующий антиферромагнитный характер и, как показано теоретически [30, 31], приводит к спиральному основному состоянию системы. Такая ситуация реализуется при условии, что энергия взаимодействия между дисками много больше энергии анизотропии, связанной, например, с их формой. Для экспериментального анализа магнитного состояния многослойной частицы можно использовать зависимость её электросопротивления от внешнего магнитного поля. Предполагая, что полевая зависимость сопротивления многослойной ферромагнитной частицы обусловлена эффектами обменной природы и пропорциональна скалярному произведению магнитных моментов слоёв [32], имеем

$$R = R_{01} + R_{02} - R_1 \cos \theta_{12} - R_2 \cos \theta_{23}, \quad (13)$$

где  $\theta_{12}(\theta_{23})$  — угол между магнитными моментами первого и второго (второго и третьего) дисков,  $R_{01}, R_1$  ( $R_{02}, R_2$ ) — сопротивления первого (второго) туннельного контакта при параллельной ориентации магнитных моментов дисков,  $\theta_{12} = \theta_{23} = 0$ . Магнитное состояние многослойных частиц можно исследовать также методом магнитно-силовой микроскопии. Однако применение этого метода затруднено из-за доминирующего вклада верхнего магнитного слоя в измеряемый сигнал [30].

На рисунке 3 схематически изображена многослойная магнитная частица, встроенная в тонкоплёночную электродную систему, подключённую к измерительной аппаратуре. Магнитная частица формировалась из тонкоплёночной структуры  $\text{Co}(10 \text{ нм})/\text{AlO}_x(2 \text{ нм})/\text{Co}(5 \text{ нм})/\text{AlO}_x(2 \text{ нм})/\text{Co}(10 \text{ нм})$ . Метод формирования подробно изложен в нашей работе [29].

На рисунке 4а представлена экспериментальная зависимость относительного изменения сопротивления круглой (диаметром  $\approx 250 \text{ нм}$ ) частицы  $r(H) = (R(H) - R(H \rightarrow \infty))/R(H \rightarrow \infty)$  от внешнего магнитного поля,

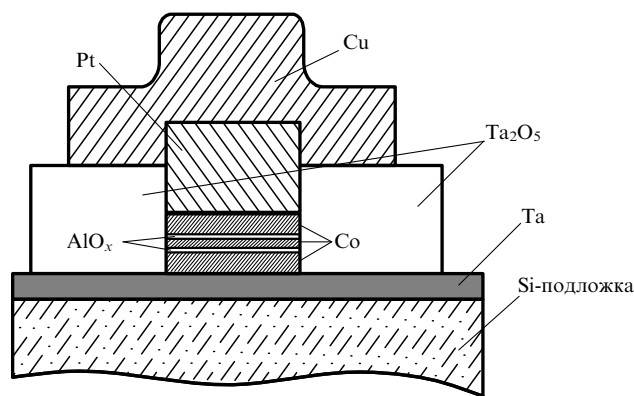


Рис. 3. Схематическое изображение многослойной магнитной частицы, встроенной в тонкоплёночную электродную систему.

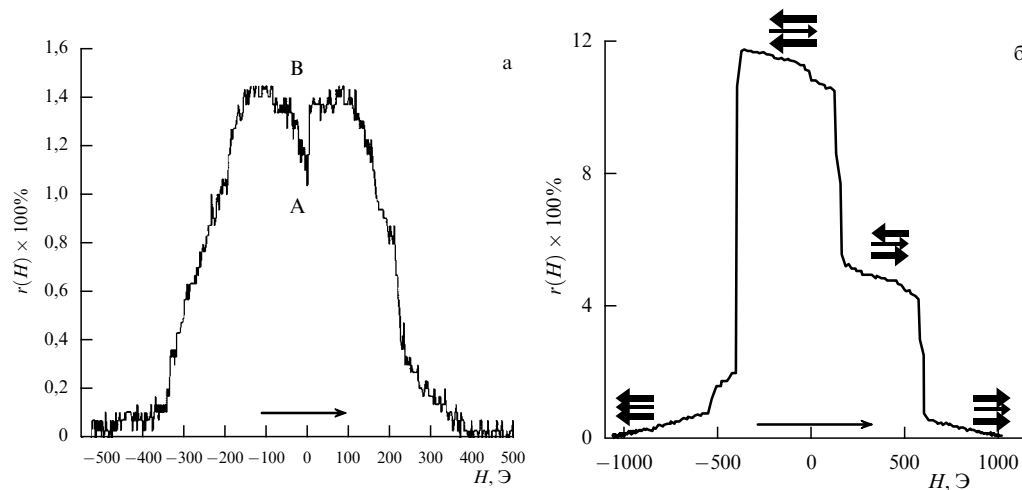
направление изменения которого указано стрелкой. Минимальным сопротивлением многослойная частица обладает при больших значениях поля,  $|H| > 400 \text{ Э}$ . При малых магнитных полях,  $|H| < 200 \text{ Э}$ , сопротивление исследуемой системы максимально. При больших внешних магнитных полях магнитные моменты всех дисков параллельны и, согласно формуле (13), сопротивление системы минимально. При уменьшении абсолютной величины магнитного поля происходит разориентация магнитных моментов слоёв, что приводит к возрастанию сопротивления.

Наибольший интерес представляет область малых магнитных полей. Достигнув максимума, сопротивление системы вновь убывает, и в нулевом внешнем поле относительное изменение сопротивления  $r(0) \approx 0,75 r_{\text{max}}$ , где  $r_{\text{max}}$  — значение  $r$  в максимуме. Изменение направления внешнего поля приводит к резкому возрастанию сопротивления (участок А–В на рис. 4а). При дальнейшем увеличении поля сопротивление вновь достигает максимума. Такая зависимость сопротивления от внешнего магнитного поля позволяет предположить, что в нулевом внешнем поле распределение намагниченностей в слоях неколлинеарно.

Пусть максимуму сопротивления соответствует коллинеарное "антиферромагнитное" распределение моментов, а в отсутствие поля реализуется симметричное неколлинеарное состояние,  $\theta_{12} = \theta_{23} = \theta$ . Тогда, используя формулу (13) и экспериментальное значение  $r(0) = 0,75 r_{\text{max}}$ , получим  $\theta \approx 120^\circ$ . Этот сценарий подтверждается результатами компьютерного моделирования.

При увеличении анизотропии частиц угловые фазы становятся неустойчивыми и на зависимости сопротивления от магнитного поля будут наблюдаться особенности, соответствующие переходам между коллинеарными фазами. Были изготовлены многослойные частицы, имеющие примерно те же толщины слоёв, что и у первого образца, но с латеральными размерами  $100 \times 200 \text{ нм}$ . В качестве ферромагнитных слоёв использовались плёнки  $\text{CoFe}$  с коэрцитивностью, превышающей коэрцитивность плёнок  $\text{Co}$ , но позволяющие добиться более высоких значений  $r(H)$ .

На рисунке 4б представлена зависимость относительного изменения сопротивления этого образца от внешнего поля, приложенного вдоль длинной оси частицы. Действительно, наблюдаются скачки сопротивления, соответствующие переходам между коллинеарными состояниями, отмеченными на рисунке. Используя экспе-



**Рис. 4.** (а) Экспериментальная зависимость  $r(H)$  для круглой частицы диаметром 250 нм при толщине слоёв  $\text{Co}(10 \text{ нм})/\text{AlO}_x(2 \text{ нм})/\text{Co}(5 \text{ нм})/\text{AlO}_x(2 \text{ нм})/\text{Co}(10 \text{ нм})$ ; стрелкой указано направление изменения внешнего поля. (б) Экспериментальная зависимость  $r(H)$  для "эллиптической" частицы с латеральными размерами  $200 \times 100 \text{ нм}$  при толщине слоёв  $\text{CoFe}(10 \text{ нм})/\text{AlO}_x(2 \text{ нм})/\text{CoFe}(5 \text{ нм})/\text{AlO}_x(2 \text{ нм})/\text{CoFe}(10 \text{ нм})$ ; магнитное поле приложено вдоль длинной оси частицы.

риментальные данные, получаем, что "магнито-зависимые" части сопротивлений переходов  $R_{1,2}$  (см. формулу (13)) различаются не более чем на 20 %. Результаты этого эксперимента указывают, во-первых, на достаточно высокую идентичность двух последовательно соединённых туннельных переходов, составляющих исследуемую структуру, а во-вторых, на принципиально важную роль анизотропии в формировании неколлинеарных состояний.

## 6. Заключение

Итак, нами получены следующие результаты:

- предсказаны новые транспортные, оптические и нейтронно-оптические эффекты в ферромагнитных системах с некомпланарным распределением намагниченности;

- развиты методы нанолитографии и зондовой микроскопии, позволившие реализовать вихревые, анти-вихревые и спиральные распределения намагниченности в ферромагнитных наноструктурах;

- установлено, что в многослойных ферромагнитных частицах анизотропной формы существуют устойчивые коллинеарные состояния, различающиеся величиной сопротивления, что делает перспективным использование таких систем в устройствах хранения и обработки информации.

Несмотря на определённые успехи в исследовании ферромагнитных наноструктур с неоднородным распределением намагниченности, пока не удалось экспериментально наблюдать ни одного из предсказанных "обменных" эффектов. Кроме того, в настоящей статье не затронуты вопросы, связанные с магнитоэлектрическим эффектом в неоднородных магнетиках [33, 34], явлениями в нестационарных и неоднородных магнитных структурах (см., например, [35]) и др. Всё это позволяет заключить, что проблема далеко не исчерпана и требуется продолжение исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (11-02-00294-а, 11-02-00589-а, 11-02-00434-а), программ РАН "Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов", "Спиновые явления в твердотельных

наноструктурах и спинтроника", "Квантовая макрофизика" и Министерства образования и науки РФ.

## Список литературы

1. Baibich M N et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988)
2. Binasch G et al. *Phys. Rev. B* **39** 4828 (1989)
3. Julliere M *Phys. Lett. A* **54** 225 (1975)
4. Вонсовский С В *Магнетизм* (М.: Наука, 1971) [Vonsovskii S V *Magnetism* (New York: J. Wiley, 1974)]
5. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982) [Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon, 1984)]
6. Андреев А Ф, Марченко В И *УФН* **130** 39 (1980) [Andreev A F, Marchenko V I *Sov. Phys. Usp.* **23** 21 (1980)]
7. Fraerman A A, Udlov O G *Phys. Rev. B* **77** 094401 (2008)
8. Mironov V L et al. *Phys. Rev. B* **81** 094436 (2010)
9. Aharonov Ya, Stern A *Phys. Rev. Lett.* **69** 3593 (1992)
10. Изюмов Ю А, Найш В Е, Озеров Р П *Нейтронная дифракция магнетиков* (М.: Атомиздат, 1981) [Izyumov Yu A, Naish V E, Ozerov R P *Neutron Diffraction of Magnetic Materials* (New York: Consultants Bureau, 1991)]
11. Матвеев В М, Нараев Э Л *ЖЭТФ* **69** 2151 (1975) [Matveev V M, Nagaev E L *Sov. Phys. JETP* **42** 1094 (1975)]
12. Loss D, Goldbart P, Balatsky A V *Phys. Rev. Lett.* **65** 1655 (1990)
13. Tatar G, Kohno H *Phys. Rev. B* **67** 113316 (2003)
14. Караштин Е А, Удалов О Г, Фраерман А А *ЖЭТФ* **136** 1127 (2009) [Karashtin E A, Udlov O G, Fraerman A A *JETP* **109** 973 (2009)]
15. Фраерман А А, Удалов О Г *Письма в ЖЭТФ* **87** 187 (2008) [Fraerman A A, Udlov O G *JETP Lett.* **87** 159 (2008)]
16. Караштин Е А, Удалов О Г *ЖЭТФ* **140** 113 (2011) [Karashtin E A, Udlov O G *JETP* **113** 992 (2011)]
17. Игнатович В К, Никитенко Ю В, Фраерман А А *ЖЭТФ* **137** 886 (2010) [Ignatovich V K, Nikitenko Yu V, Fraerman A A *JETP* **110** 775 (2010)]
18. Татарский Д А, Удалов О Г, Фраерман А А *ЖЭТФ* **142** 710 (2012) [Tatarsky D A, Udlov O G, Fraerman A A *JETP* **115** (4) (2012); arXiv:1101.2735]
19. Cowburn R P et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 1042 (1999)
20. Mironov V L et al. *J. Appl. Phys.* **106** 053911 (2009)
21. Chang J et al. *J. Appl. Phys.* **100** 104304 (2006)
22. Миронов В Л и др. *ФММ* **110** 708 (2010) [Mironov V L et al. *Phys. Met. Metallogr.* **110** 708 (2010)]
23. Вдовичев С Н и др. *ФТТ* **48** 1791 (2006) [Vdovichev S N et al. *Phys. Solid State* **48** 1902 (2006)]
24. Yakata S et al. *Appl. Phys. Lett.* **97** 222503 (2010)
25. Udlov O G et al., arXiv:1204.2461



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 (2012)]
35. Fraerman A A, Mukhamatchin 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. Канализованное пластическое течение в планарной подсистеме является первичным. Оно обуславливает 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 канализованных 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.

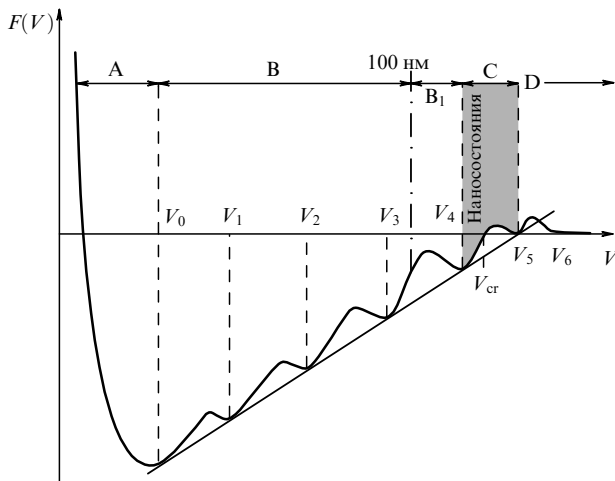
Настоящая статья посвящена теоретическому и экспериментальному обоснованию принципиальной важности роли нелинейных волн в пластической деформации и разрушении твёрдых тел.

### 2. Нелинейные волны

#### канализованных 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  $V > V_{cr}$ , 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 уровня.



**Рис. 1.** Зависимость термодинамического потенциала Гиббса  $F(V)$  от молярного объема  $V$  с учётом локальных зон гидростатического растяжения различного масштаба, в которых возникают дефектные структуры. Области различных состояний: А — гидростатическое сжатие, В — мезосубструктуры различных структурно-масштабных уровней, В<sub>1</sub> — наноразмерные структуры, С — наноструктурные состояния, D — возникновение пористости и разрушения.

ния [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] обуславливают 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

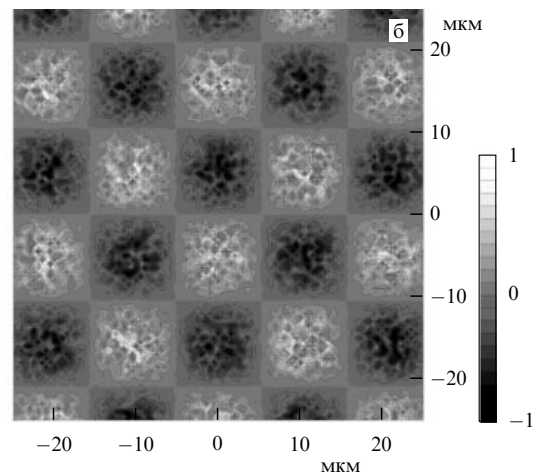
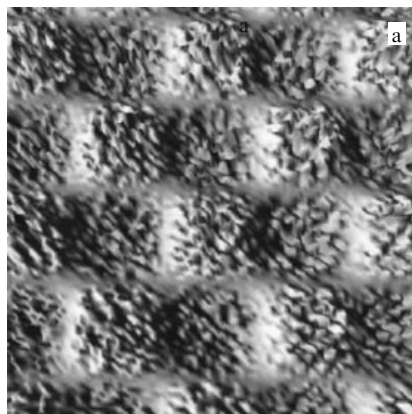
Введение дислокаций и дисклинаций в механику деформируемого твёрдого тела проводится с помощью калибровочной теории дефектов [20–22]. В работах [8–10] предложено в качестве группы калибровочных преобразований рассматривать простую девятипараметрическую группу преобразований вещественного трёхмерного 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  $\alpha$  линейных дефектов (разрывов вектора смещений  $\mathbf{u}$ ):

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} J_\mu^\alpha = -\frac{\partial \ln u_\mu}{\partial t}, \quad (1)$$

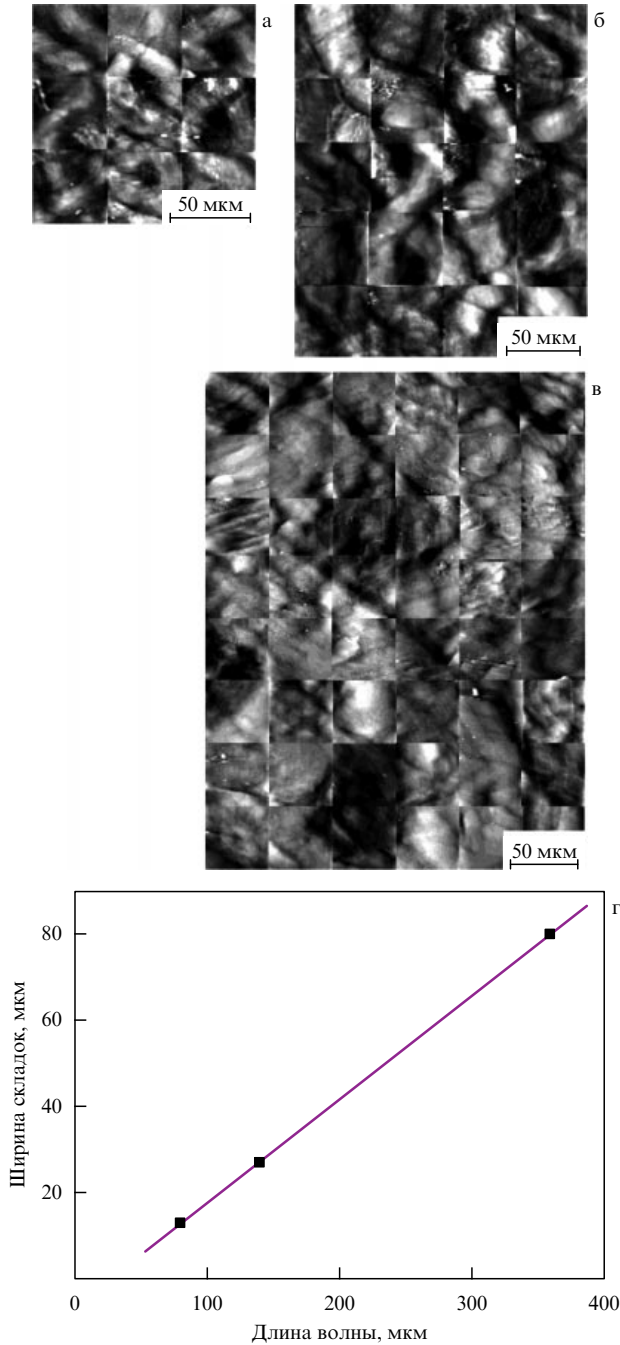
$$\varepsilon_{\mu\chi\delta} \frac{\partial J_\delta^\alpha}{\partial x_\chi} = -\frac{\partial \alpha_\mu^\alpha}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \alpha_\mu^\alpha}{\partial x_\alpha} = 0, \quad (3)$$



**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 мезополозах каналированной деформации на поверхности плоских образцов ферритно-мартенситной стали с наноструктурированным поверхностным слоем при различном растяжении  $\varepsilon$ : (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.

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

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial v_{\mu}}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{\mu}^z}{\partial x_{\alpha}} - \frac{\partial P_v^{\beta} C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}}{\partial x_{\alpha} E}, \quad (5)$$

где  $v_{\mu} = \partial \ln u_{\mu} / \partial t$  — скорость упругой деформации среды с дефектами,  $\sigma_{\mu}^z = \partial \ln u_{\nu} / \partial x_{\beta} (C_{\alpha\beta}^{\mu\nu} / E)$  — упругие напряжения в такой среде,  $c$  и  $\tilde{c}$  — соответственно скорость

звука и скорость распространения фронта пластического возмущения,  $P_v^{\beta}(x, t)$  — 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  $\text{div}$ , а операцией  $\text{rot}$  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 временные изменения пластического потока с анизотропным пространственным изменением плотности дефектов ( $\varepsilon_{\mu\chi\delta} \partial \alpha_{\delta}^z / \partial x_{\chi}$ ) и источниками ( $\sigma_{\mu}^z - P_v^{\beta} C_{\alpha\beta}^{\mu\nu} / E$ ). 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  $\partial \sigma_{\mu}^z / \partial x$ , как в упругом случае. Кроме того, в правую часть (4) в качестве источника входит сама пластическая дисторсия  $P_v^{\beta}(x, t)$ , 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  $\alpha$ :

$$\frac{1}{\tilde{c}^2} \frac{\partial^2 J_{\alpha}^{\mu}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 J_{\alpha}^{\mu}}{\partial x_{\nu}^2} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \ln u_{\alpha}(x, t)}{\partial x_{\mu}} - \frac{1}{E} \frac{\partial \ln u_{\beta}}{\partial x_{\nu}} C_{\alpha\beta}^{\mu\nu} - \frac{1}{E} P_v^{\beta} C_{\alpha\beta}^{\mu\nu} \right), \quad (6)$$

$$\frac{1}{\tilde{c}^2} \frac{\partial^2 \alpha_{\alpha}^{\mu}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \alpha_{\alpha}^{\mu}}{\partial x_{\nu}^2} =$$

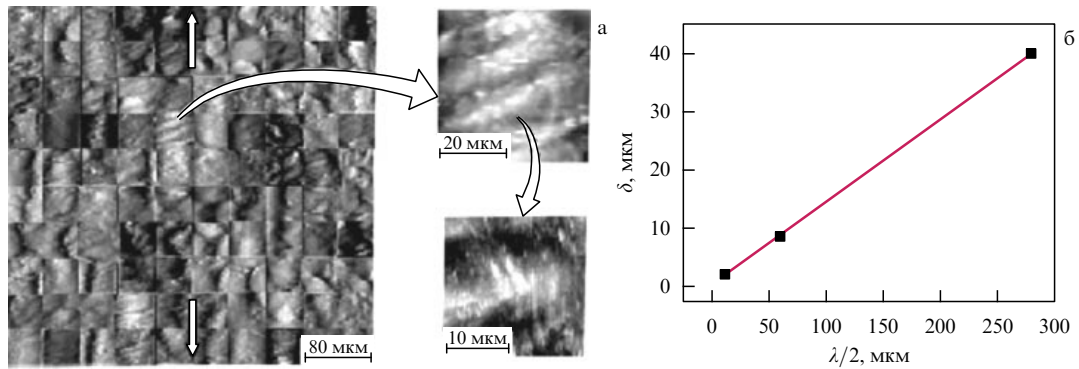
$$= \varepsilon_{\mu\chi\sigma} \left( \frac{\partial^2 \ln u_{\beta}(x, t)}{\partial x_{\chi} \partial x_{\nu}} C_{\alpha\beta}^{\sigma\nu} - \frac{\partial P_v^{\beta}}{\partial x_{\chi}} C_{\alpha\beta}^{\sigma\nu} \right) \frac{1}{E}, \quad (7)$$

при условии совместности источников

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

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  $\partial / \partial t (E_{\mu}^{\alpha} E - E_v^{\beta} C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}) (1/E)$ , где  $E_{\mu}^{\alpha}$  и  $E_v^{\beta}$  — 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  $E_\mu^\alpha E - E_v^\beta C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}$  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  $P_v^\beta C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}/E$ .

Правая часть уравнения (7) характеризует источник плотности деформационных дефектов, которым является завихренность  $\varepsilon_{\mu\chi\delta} \partial/\partial x (E_v^\beta - P_v^\beta) (C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}/E)$  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  $P_v^\beta(x, t)$  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 ( $r < L$ ) обла-

сти имеет вид

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

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

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

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

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

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

Первое слагаемое в правой части (11) отражает кривизну потока дефектов (его завихренность). 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

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

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

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

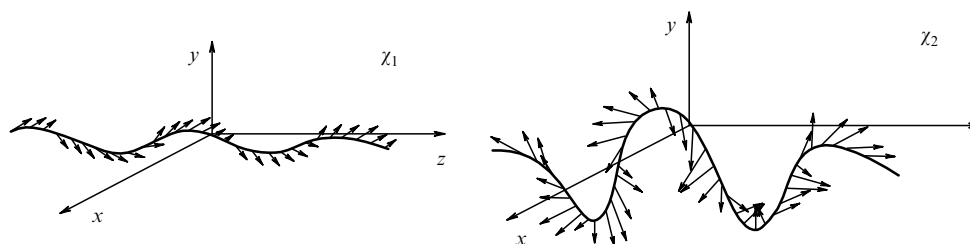


Рис. 5. Зависимость формы и скорости локализованной пластической деформации от кривизны  $\chi$  деформируемой области,  $\chi_1 < \chi_2$ .

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  $\beta$  связан с кривизной  $\chi$  соотношением

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

Кривизна  $\chi$  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  $\chi$  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  $\chi$  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  $\alpha$  характеризует поле возмущений, вызванных локальным нарушением трансляционной инвариантности кристалла [6]. Это обуславливает уменьшение  $|F(V, \alpha)|$ , увеличение молярного объема  $V$  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 обуславливает изменение как длины  $\lambda$  нелинейной волны, так и ширины  $\delta$  спирального канали-

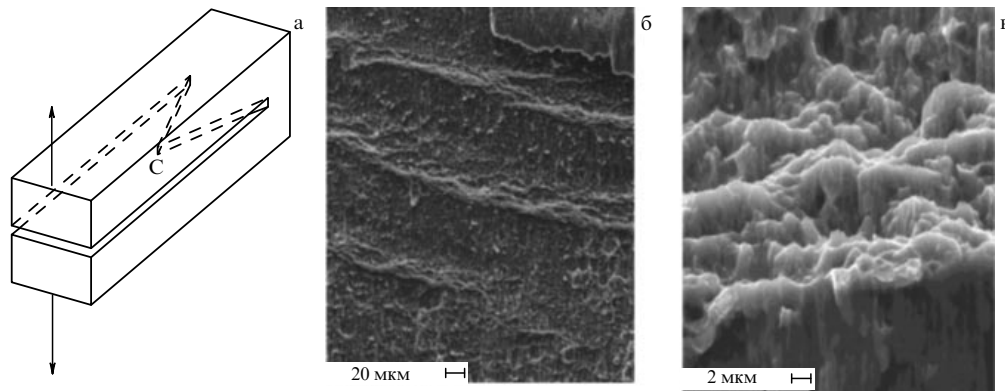
рованного потока. Из уравнения (9) нетрудно получить соотношение, связывающее  $\delta$  и  $\lambda$ . Согласно [10],

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

При заданном встречном поле  $\nabla f$  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 спиральям 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  $10 \text{ мДж м}^{-2}$ ). 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 экструдирована взаимным смещением ещё более мелких поперечных ламелей. Бинормаль к каждой ламели перпендикулярна к плоскости образца и, следовательно, направлению встречного поля  $\nabla f$  со стороны кристаллической подложки. Эти данные свидетельствуют об иерархически организованной структуре нелинейной волны экструдированного материала. Соответственно, на каждом масштабном уровне должна существовать линейная зависимость между величинами  $\delta$  и  $\lambda$ . 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  $\delta$ . 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, испытывавшего 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  $P_v^\beta C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}/E$ . 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 субмикроструктурного титана с шевронным надрезом (рис. 6а). В условиях одноосного растяжения в вершине С тонкого планарного слоя, имеющего форму шевронного надреза, зарождалась трещина нормального отрыва, которая каналированно распространялась вдоль продольного сечения образца. Сильная термодинамическая неравновесность субмикроструктурного состояния обуславливала быстрый структурно-фазовый распад материала в области перед вершиной трещины. Далее в этой области распространяется поперечная волна разрушения, смещающая продукт распада кристаллического материала на периферию данной области (рис. 6б). Пористая наноструктура испытывавшего структурно-фазовый распад материала, отеснённого 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. Metallog.* **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)]