

УДК· 539.4.015; 548.4

**ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ  
ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СТРУКТУР  
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ**В.В. Красильников<sup>1\*</sup>, А.А. Пархоменко<sup>2</sup>, С.Е. Савотченко<sup>1</sup><sup>1</sup>Белгородский государственный университет,  
308015, г Белгород, ул Победы, 85, Российская Федерация,<sup>2</sup>Национальный научный центр Харьковский физико-технический институт НАН Украины,  
61108, г Харьков, ул Академическая, 1, Украина

Показано, что эволюция плотности дислокационного ансамбля описывается нелинейным уравнением, представляющим собой обобщение уравнения Курамото-Сивашинского. Рассчитано распределение напряжений, обусловленное коллективным поведением дислокаций в облученном материале. Проанализировано влияние дозы облучения, температуры, а также особого рода нелинейности и дисперсии эволюционного уравнения на распределение напряжений и форму полосы пластического скольжения дислокаций. Сформулирована теоретическая модель, в которой формирование периодических дислокационных структур в облученных материалах рассматривается как синергетический процесс самоорганизации дислокаций. В основу такой модели положена система нелинейных уравнений, описывающая эволюцию плотности дислокаций двух знаков. В аналитическом виде найдены точные решения этой системы, соответствующие периодическим дислокационным структурам. Определены условия формирования рассматриваемых структур, их параметры и зависимость параметров от величины деформации и дозы облучения. Работа выполнена при финансовой поддержке грантов БелГУ, РФФИ № 03-02-16263, № 03-02-17695.

**ВВЕДЕНИЕ.**

В последние годы материалы, подвергающиеся воздействию мощных потоков излучений и работающие в высокотемпературных и силовых полях, все чаще рассматривают как открытую самоорганизующуюся диссипативную систему. Упорядоченные дислокационные микроstructures как проявление пространственной самоорганизации возникают вследствие динамической неустойчивости, обусловленной взаимодействием неоднородных диффузионных потоков сильно подвижных точечных дефектов и неподвижной (или мало подвижной) микроstructures. К настоящему времени накоплены значительные экспериментальные данные, подтверждающие образование различных пространственных структур, образующихся вследствие самоорганизации.

Считается, что развитие пластической деформации приводит к качественным перестройкам в дислокационной структуре материала, обусловленным коллективным поведением дислокаций. Для описания такого коллективного поведения дислокаций в реальных кристаллах с учетом процессов их размножения, диффузии, аннигиляции часто используется кинетическое уравнение для плотности дислокаций [1,2]. Получаемые уравнения для описания эволюции процессов пластичности оказываются нелинейными, причем нелинейность, как правило, представлена членами, квадратичными по плотности дислокаций [3,4].

В недавних работах [5,6] при описании эффектов коллективного поведения дислокаций в эволюционном уравнении использовалась нелинейность так называемого бургерсовского типа, т.е. слагаемого, представляющего собой произведение плотности дислокаций  $\rho$  на ее градиент:  $\rho \nabla \rho$ . Было исследовано влияние такого члена на механизмы развития неустойчивости и процессы пластического течения под действием облучения.

\* kras@bsu.edu.ru

Дальнейшая детализация моделирования процессов формирования пространственных неоднородностей привела к необходимости учета корреляционных эффектов в эволюции дислокационных ансамблей в облученных материалах [7]. Эволюция плотности дислокаций в этой работе описывалась нелинейным уравнением Курамото-Сивашинского. Было показано, что амплитуды квазипериодических волн плотности дислокаций возрастают с увеличением доз облучения, причем их локализация также ускоряется.

Особый интерес представляет изучение периодических концентрационных флуктуаций, встречающихся в облученных материалах. Экспериментальные исследования [8,9] структурного состояния облученных твердых растворов показали, что почти всегда под действием облучения происходит общее для всех облученных систем явление, состоящее в переходе гомогенных структур в гетерогенные. Установлено, что поведение облученного материала отвечает всем признакам поведения открытых неравновесных систем. Немонотонность процесса формирования гетерогенных структур сопровождается образованием неравновесной радиационно-стимулированной гетерофазностью.

Целью данной работы является теоретическое описание процессов образования пространственных неоднородных дислокационных структур – пластически нестабильных локализованных полос скольжения дислокаций и периодических структур в облученных материалах. При этом особое внимание уделяется анализу влияния облучения на распределение напряжений и форму края полос локализованной деформации. В данной работе механизм возникновения и движения полос скольжения описывается на основе нелинейного эволюционного уравнения, представляющего собой обобщение уравнения Курамото-Сивашинского. Также сформулирована система нелинейных уравнений, на основе которой проведено аналитическое описание процессов формирования периодических пространственных дислокационных структур.

## ЭВОЛЮЦИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ПЛОТНОСТИ ДВИЖУЩИХСЯ ДИСЛОКАЦИЙ.

Уравнение баланса для плотности  $\rho = \rho(\mathbf{r}, t)$  движущихся дислокаций имеет стандартный вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}\{\mathbf{V}\rho - D\nabla\rho\} = J(\rho), \quad (1)$$

где  $\mathbf{V}$  – вектор скорости движущихся дислокаций,  $D$  – коэффициент диффузии дислокаций,  $J(\rho)$  – функционал, характеризующий взаимодействие дислокаций. Обычно этот функционал представляют в виде  $J(\rho) = k_1 - k_2\rho^2$  [10], где коэффициент  $k_1$  отвечает за источник дислокаций, коэффициент  $k_2$  – за их взаимодействие, в частности за их аннигиляцию.

Для описания интересующих нас эффектов достаточно ограничиться моделью кристалла, в котором движущиеся дислокации скользят в одной плоскости вдоль некоторого определенного направления (вдоль оси  $Ox$ , например) и имеют одинаковый знак. В случае такого одномерного движения скорость дислокаций становится скалярной величиной, и уравнение (1) можно переписать в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\{V\rho - D\frac{\partial}{\partial x}\rho\} = k_1 - k_2\rho^2. \quad (2)$$

Следуя [10], будем считать скорость скольжения дислокаций, зависящей от их плотности и состоящей из трех основных частей:  $V = V_{ext} + V_{int} + V_{cor}$ . В работах [6-7,10] приведены выражения для каждой составляющей скорости  $V_j = mf_j$ , где  $m$  – подвижность дислокаций,  $f_j$  – соответствующая сила, а индекс  $j$  принимает значения  $ext$ ,  $int$ ,  $cor$ .

Скорость  $V_{ext}$  обусловлена внешним механическим воздействием и может считаться постоянной величиной.

## ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ДИСЛОКАЦИОННЫХ

Сила  $f_{int}$  внутренних напряжений в материале, связанная с эволюцией дислокационных ансамблей, может быть записана в виде [10]:

$$f_{int} = b \int K(x-x', t-t') \rho(x', t') dx' dt'$$

где  $b$  – модуль вектора Бюргерса,  $K(x-x', t-t')$  – функция, обусловленная влиянием дислокационных потоков, и вид которой определяется функцией Грина упругой среды. Для слабонеоднородного случая в основном приближении по пространственным производным силу внутренних напряжений записывают в виде  $f_{int} = bK_0\rho(x, t)$ , где  $K_0$  – константа.

Корреляционная сила  $f_{cor}$  обусловлена напряжениями, возникающими в результате перераспределения энергии между взаимодействующими дислокациями и их взаимного расположения, обычно записывается в виде [4]:

$$f_{cor} = \frac{Gb^2}{4\pi\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho + \frac{\eta}{\rho_0} \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \right),$$

где  $G$  – модуль сдвига,  $\eta$  – безразмерный числовой коэффициент порядка единицы,  $\rho_0 = (k_1/k_2)^{1/2}$  – средняя стационарная плотность дислокаций в материале, определяемая из условия  $J(\rho_0) = 0$ .

Таким образом, с учетом вышеописанных сил выражение для скорости скольжения дислокаций записывается в виде [7]:

$$V(x, t) = V_{ext} + mb \left\{ K_0 \rho(x, t) + \frac{Gb}{4\pi\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho(x, t) + \frac{\eta}{\rho_0} \frac{\partial^2 \rho(x, t)}{\partial x^2} \right) \right\}. \quad (3)$$

Подставив выражение (3) в (2), можно получить следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + V_{ext} \frac{\partial \rho}{\partial x} + 2mbK_0\rho \frac{\partial \rho}{\partial x} - D \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \\ + \frac{mGb^2}{4\pi\rho_0} \left\{ \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \right)^2 + \rho \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\eta}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial^3 \rho}{\partial x^3} + \rho \frac{\partial^4 \rho}{\partial x^4} \right) \right\} = k_1 - k_2 \rho^2 \end{aligned} \quad (4)$$

Решение этого уравнения будем искать в виде

$$\rho(x, t) = \rho_0 + u(x, t), \quad (5)$$

где  $u(x, t)$  – флуктуация плотности дислокаций относительно средней стационарной плотности дислокаций  $\rho_0$ , которая считается постоянной в рассматриваемом объеме. Подставив выражение (5) в (4), можно получить уравнение, описывающее эволюцию флуктуации плотности дислокаций:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \alpha_1 \frac{\partial u}{\partial x} + \alpha_2 u \frac{\partial u}{\partial x} + \alpha_3 \left\{ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + u \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right\} + \alpha_4 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \alpha_5 \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} + \\ + \alpha_6 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} + u \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} \right) = -2k_2 \rho_0 u - k_2 u^2 \end{aligned} \quad (6)$$

где введены обозначения  $\alpha_1 = V_{ext} + 2mbK_0\rho_0$ ,  $\alpha_2 = 2mbK_0$ ,  $\alpha_3 = \frac{mGb^2}{4\pi\rho_0}$ ,  $\alpha_4 = \frac{mGb^2}{4\pi} - D$ ,

$\alpha_5 = \eta\alpha_3$ ,  $\alpha_6 = \alpha_3/\rho_0$ . Из определений этих коэффициентов видно, что для любого материала будут выполняться условия  $\alpha_1 > \alpha_2 > \alpha_3 \sim \alpha_5 > \alpha_6$ . Коэффициент  $\alpha_4$  может быть как положительным, так и отрицательным в различных материалах, причем его абсолютная величина может быть сравнима либо с  $\alpha_2$ , либо с  $\alpha_3$ .

Согласно недавним работам [9, 10], радиационное облучение оказывает огромное влияние на начальных стадиях деформации на генерацию дислокаций, резко снижая ее или практически подавляя, вследствие существенной блокировки дислокационных источников мельчайшими кластерами междоузельных атомов. Поэтому отвечающий за процессы образования дислокаций коэффициент  $k_1$  может считаться близким к нулю. Отмечалось также существенное влияние облучения на коэффициент  $k_2$ . В деформируемых материалах под воздействием облучения могут происходить изменения свойств самих дислокаций, связанные с расширением ядер дислокаций, снижением энергии дефекта упаковки. Все это приводит к уменьшению величины  $k_2$  до пренебрежительно малой. Таким образом, используя приведенные в работах [11,12] оценки для коэффициентов  $k_1$  и  $k_2$ , можно считать их пренебрежительно малыми по сравнению с остальными коэффициентами в уравнении (6). В силу этого нелинейностью высокого порядка малости  $k_2 u^2$  в уравнении (6) будем в дальнейшем пренебрегать.

Слагаемое так называемого бюргерсовского типа  $\alpha_2 u u'_x$  в уравнении (6) обусловлено внутренними напряжениями, создаваемыми дислокациями. Анализ температурных зависимостей, предела текучести облученных материалов [13,14] показывает, что основной эффект влияния облучения нейтронами или высокоэнергетическими заряженными частицами связан именно с ростом внутренних дальнедействующих напряжений, создаваемых радиационными дефектами, преимущественно в виде дислокационных петель. Поэтому слагаемое  $\alpha_2 u u'_x$  в уравнении (6) может играть существенную или доминирующую роль.

Поскольку в уравнении (6) коэффициенты  $\alpha_3$  и  $\alpha_5$  одного порядка малости, то необходимо одновременно удерживать слагаемые  $\alpha_3 \{(u'_x)^2 + u u''_{xx}\}$  и  $\alpha_5 u_{4x}^{IV}$ . Первое из указанных слагаемых будем условно называть нелинейностью второго рода, в то время как нелинейностью первого рода будем считать слагаемое бюргерсовского типа  $\alpha_2 u u'_x$ . Второе из указанных слагаемых  $\alpha_5 u_{4x}^{IV}$  отвечает за дисперсию, и в некоторых облученных материалах может оказаться сравнимым с диффузионным членом  $\alpha_4 u''_{xx}$ . Основное внимание в данной работе уделяется анализу влияния дисперсии и нелинейности второго рода на процессы формирования пространственно неоднородных структур в облученных материалах, поэтому одновременный учет слагаемых  $\alpha_3 \{(u'_x)^2 + u u''_{xx}\}$  и  $\alpha_5 u_{4x}^{IV}$  считается обоснованным.

Учитывая сделанные предположения относительно коэффициентов уравнения (6), окончательно будем рассматривать следующее эволюционное уравнение:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \alpha_1 \frac{\partial u}{\partial x} + \alpha_2 u \frac{\partial u}{\partial x} + \alpha_3 \left\{ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + u \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right\} + \alpha_4 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \alpha_5 \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} = 0, \quad (7)$$

которое представляет собой обобщение известного нелинейного уравнения Курамото-Сивашинского и переходит в него при  $\alpha_3=0$  [15, 16].

## ПОЛОСЫ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИИ В ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ.

Наибольший практический интерес представляет анализ точных решений уравнения (7), описывающих волны флуктуации плотности дислокаций, профиль которых стационарно перемещается и не меняется с течением времени.

В работе [6] с целью получения простого решения в уравнении (7) было положено  $\alpha_3=\alpha_5=0$ . В результате получилось хорошо известное в гидродинамике уравнение Бюргерса

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \alpha_1 \frac{\partial u}{\partial x} + \alpha_2 u \frac{\partial u}{\partial x} + \alpha_4 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0, \quad (8)$$

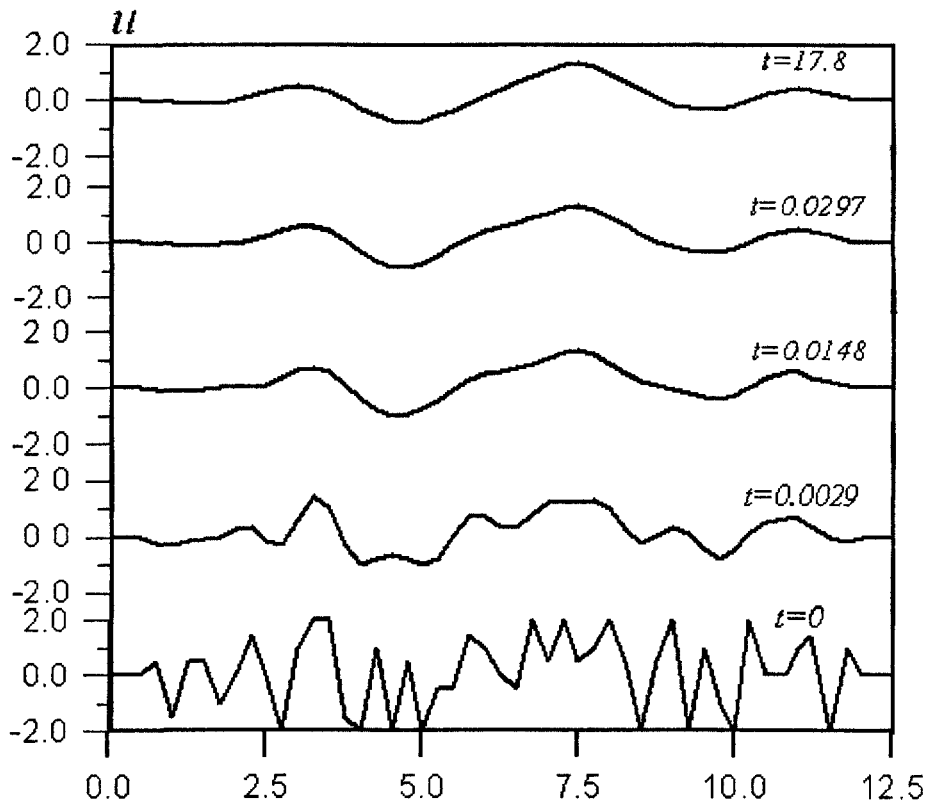
точное решение которого также известно:

$$u(x,t) = \frac{2\alpha_4}{\alpha_2} k \operatorname{thk} \{x - (\alpha_1 + \alpha_2 B)t\} + B, \quad (9)$$

где  $k$  и  $B$  – параметры, определяемые конкретным видом граничных условий. Решение (9) представляет собой кинк, профиль которого не меняется с течением времени. Возмущение плотности дислокаций (9) движется вдоль оси  $Ox$  со скоростью  $s = \alpha_1 + \alpha_2 B$ . Такое возмущение соответствует области резкого ступенчатого перехода от некоторого значения плотности дислокаций к ее другому значению (край полосы локализованной деформации). В работе [6] было проанализировано влияние дозы облучения на величину высоты ступеньки плотности дислокаций (9). Значительное влияние облучения сказывается на величине коэффициента диффузии, а следовательно, на связанном с ним коэффициенте  $\alpha_4$ . Было показано, что с возрастанием дозы облучения увеличивается высота ступеньки плотности дислокаций, то есть амплитуда решения (9), определяемая  $\alpha_4$ .

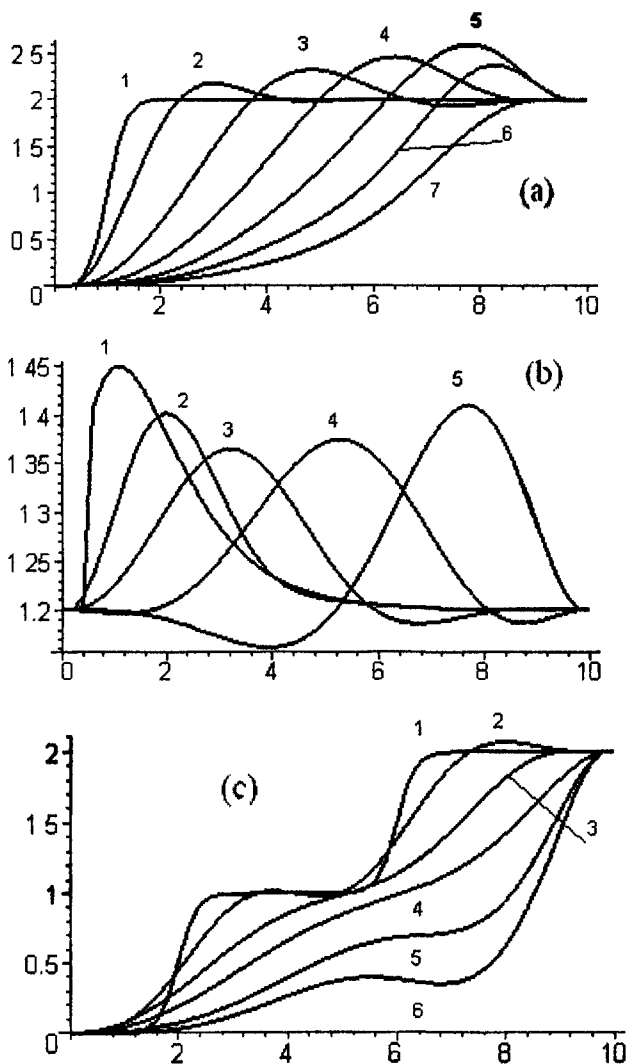
В дальнейших исследованиях [7] изучались процессы самоорганизации при коллективном поведении дислокаций в облученных материалах на основе уравнения (7) без учета нелинейностей второго порядка. В результате из (7) при  $\alpha_3 = 0$  и отличных от нуля остальных коэффициентах получается хорошо известное уравнение Курамото-Сивашинского, точное решение которого приведено в [15-17].

Численный анализ уравнения (7) конечно-разностным методом показал, что случайное распределение флуктуации дислокационной плотности  $u(x,0)$  в начальный момент времени эволюционирует в некоторую квазипериодическую структуру (рис.1). Это свидетельствует о самоорганизации ансамбля дислокаций в металле, что согласуется с результатами [7].



**Рис. 1.** Эволюция распределения флуктуации плотности дислокационного ансамбля по длине образца, рассчитанная по уравнению (7) при фиксированных значениях параметров  $\alpha_1 = \alpha_4 = 1$ ;  $\alpha_2 = 2$ ;  $\alpha_3 = \alpha_5 = 0,5$  для случайного распределения (равномерное распределение на интервале  $(-2; +2)$  амплитуды 4) в начальный момент времени  $t=0$ .

На рис. 2 приведены результаты численного моделирования эволюции флуктуации плотности дислокационного ансамбля на основе уравнения (7) для различных профилей начального распределения флуктуации. При расчетах использовались заданные на концах системы граничные условия, согласованные с начальными данными. Кривые на рис. 2. представляют собой пространственные распределения решений уравнения (7) в различные моменты времени, что позволяет проследить эволюцию рассматриваемой системы для каждого начального распределения в отдельности. В частности, на рис. 2а. показаны решения (7), когда в начальный момент времени задано простейшее распределение  $u(x,0) = 1 + \text{th}3(x - 5)$ , моделирующее край полосы скольжения локализованной деформации [6]. Рис. 2б соответствует начальному распределению  $u(x,0) = 1/\text{ch}^2 0.5x + \text{th}0.5x + 0.2$ , о котором будет идти речь ниже, а рис. 2с – начальному распределению в виде «сложной ступеньки»  $u(x,0) = 1 + 0.5\{\text{th}3(x - 2) + \text{th}3(x - 6)\}$ . Из этих рисунков видно, что происходит изменение первоначального профиля края полосы локализованной деформации и перемещение ее по длине образца с течением времени.



**Рис. 2.** Эволюция распределения флуктуации плотности дислокационного ансамбля по длине образца, рассчитанная по уравнению (7) при фиксированных значениях параметров  $\alpha_1 = \alpha_3 = \alpha_4 = 1$ ;  $\alpha_2 = 2$ ;  $\alpha_5 = 2$ ;  
(а) для начального распределения в виде  $u(x,0) = 1 + \text{th}3(x - 5)$ ; линии в моменты времени: (1) – при  $t=0$ , (2) – при  $t=0,048$ , (3) – при  $t=0,288$ , (4) – при  $t=0,576$ , (5) – при  $t=0,864$ , (6) – при  $t=1,152$ , (7) – при  $t=1,44$ ;  
(с) для начального распределения в виде  $u(x,0) = 1 + 0.5\{\text{th}3(x - 2) + \text{th}3(x - 6)\}$ ; линии в моменты времени: (1) – при  $t=0$ , (2) – при  $t=0,048$ , (3) – при  $t=0,2888$ , (4) – при  $t=0,576$ , (5) – при  $t=1,152$ , (6) – при  $t=1,728$ ;  
(б) для начального распределения в виде  $u(x,0) = 1/\text{ch}^2 0.5x + \text{th}0.5x + 0.2$ ; линии в моменты времени: (1) – при  $t=0$ , (2) – при  $t=0,048$ , (3) – при  $t=0,288$ , (4) – при  $t=0,864$ , (5) – при  $t=1,728$ .

## ПОЛОСЫ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИИ В ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ.

С целью анализа распределения напряжений, обусловленного формированием пространственно неоднородных дислокационных структур в облученных материалах, нами найдено точное решение уравнения (7) в явном виде:

$$u(x,t) = A \left\{ \frac{1}{\operatorname{ch}^2 k(x-st)} + B \operatorname{th} k(x-st) + C \right\}, \quad (10)$$

где

$$A = \frac{3\alpha_2^2\alpha_5}{25\alpha_3^3}, \quad (11)$$

$$B = \mp 2 \operatorname{sign} \gamma, \quad (12)$$

$$C = -\frac{25}{3} \left( 1 + \frac{\alpha_3^2\alpha_4}{\alpha_2^2\alpha_5} \right), \quad (13)$$

$$k = \pm \frac{\alpha_2}{10\alpha_3} \operatorname{sign} \gamma, \quad (14)$$

$$s = \pm \left( \alpha_1 - \alpha_5 - \frac{\alpha_2\alpha_4}{\alpha_3} \right) \operatorname{sign} \gamma, \quad (15)$$

$$\gamma = \frac{25\alpha_3^2\alpha_4 + 24\alpha_2^2\alpha_5}{\alpha_2}. \quad (16)$$

Решение (10) представляет собой волну флуктуации плотности дислокаций. Эта волна плотности дислокаций описывает край полосы локализованной деформации, фронт которой стационарно движется со скоростью  $s$ , определяемой выражением (15).

Выбор знака в (12), (14-15) определяет то, в какую сторону происходит движение фронта решения (10). Из формул (12), (14-15) также видно, что профиль решения (10) существенным образом зависит от знака  $\gamma$ . Знак выражения (16) в свою очередь может зависеть от знаков коэффициентов уравнения (7), но по их определению  $\alpha_1 > 0$ ,  $\alpha_2 > 0$ ,  $\alpha_3 > 0$ ,  $\alpha_5 > 0$ , и только  $\alpha_4$  может менять знак. Поэтому знак  $\gamma$  зависит существенно от знака  $\alpha_4$ , изменение которого может происходить под влиянием облучения, так как этот коэффициент выражается через коэффициент диффузии и подвижность дислокаций по формуле  $\alpha_4 = mGb^2/4\pi - D$ . Отсюда  $\alpha_4 < 0$  при  $D > mGb^2/4\pi$  и  $\alpha_4 > 0$  при  $D < mGb^2/4\pi$ .

В работе [6] отмечалось, что в соответствии с общепринятыми представлениями модуль сдвига, определяемый упругими константами материала, мало меняется под облучением. Значительное влияние облучения сказывается на коэффициенте диффузии и подвижности дислокаций, в частности, на их отношении  $D/m$ . В силу этого в некоторых случаях при малых дозах облучения может оказаться, что  $D/m > Gb^2/4\pi$  и, как следствие,  $\alpha_4 < 0$ . Следует отметить, что  $\gamma > 0$  всегда при  $\alpha_4 > 0$ , а при  $\alpha_4 < 0$  может оказаться как  $\gamma > 0$ , так и  $\gamma < 0$ , в зависимости от величин абсолютных значений остальных коэффициентов в (16). Поэтому анализ распределения напряжений, обусловленных движением полосы локализованной деформации в случае  $D/m > Gb^2/4\pi$ , при котором  $\alpha_4 < 0$ , представляет наибольший интерес.

#### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ДВИЖЕНИЕМ ПОЛОС ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИИ В ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ.

Зная распределение плотности дислокаций, можно получить распределение напряжений в металле по хорошо известному закону деформационного упрочения [2]:

$$\sigma(x,t) = aGb\sqrt{\rho(x,t)}, \quad (17)$$

где  $a$  – постоянная междислокационного взаимодействия (обычно  $a \approx 0,2-0,4$ ). Подставляя в (17) выражение (5) и считая  $u(x,t) \ll \rho_0$ , в основном приближении можно получить:

$$\sigma(x, t) = \sigma_0 \left( 1 + \frac{u(x, t)}{2\rho_0} \right), \quad (18)$$

где  $\sigma_0 = aGb\sqrt{\rho_0}$  – постоянная величина.

Полученное явное решение (10) зависит от относительной координаты  $\theta = k(x-st)$ . Поэтому и распределение напряжений (18), вычисленное на основе (10), будет представлять собой зависимость  $\sigma = \sigma(\theta)$ . На рис. 3 показаны типичные кривые распределения напряжений  $\sigma = \sigma(\theta)$ , полученные после подстановки (10) в (18) в двух характерных случаях для различных знаков величины  $\gamma$ . Видно, что кривые распределения напряжений могут как возрастать, так и убывать.

В пределе  $\theta \rightarrow \infty$  можно вычислить напряжение в относительно толстом кристалле, которое становится постоянным и определяется выражением:

$$\sigma_\infty = \sigma_0 \left( 1 + \frac{A(B+C)}{2\rho_0} \right) = \sigma_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2\rho_0\alpha_3} \left[ \alpha_4 + \frac{\alpha_5\alpha_2^2}{\alpha_3^2} \left( 1 \mp \frac{6}{25} \text{sign}\gamma \right) \right] \right\}. \quad (19)$$

Следует отметить также, что все кривые распределения напряжений начинаются со значения

$$\sigma(0) = \sigma_0 \left( 1 + \frac{A(1+C)}{2\rho_0} \right) = \sigma_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2\rho_0\alpha_3} \left( \alpha_4 + \frac{22}{25} \frac{\alpha_5\alpha_2^2}{\alpha_3^2} \right) \right\}. \quad (20)$$

Смена монотонности кривых распределения напряжений связана в первую очередь с тем, в какую сторону происходит перемещение края полосы локализованной деформации. Направление такого движения определяется знаками величин  $\gamma$  и  $\alpha_4$ . Из (16) при

$\alpha_4 < 0$  следует, что  $\gamma > 0$  при  $\alpha_4 > \alpha_4^c$  и  $\gamma < 0$  при  $\alpha_4 < \alpha_4^c$ , где  $\alpha_4^c = -\frac{24}{25} \left( \frac{\alpha_2}{\alpha_3} \right)^2 \alpha_5 < 0$  – крити-

ческое значение параметра, определяемое из условия  $\gamma = 0$ . Если воспользоваться выражениями для коэффициентов уравнения (7), то из этих неравенств следует, что край полосы локализованной деформации перемещается вправо (это соответствует кривым распределения напряжений (1) и (2) на рис. 3) при  $D/m > \Delta$  (соответствует  $\gamma < 0$ ), и край полосы локализованной деформации перемещается влево (это соответствует кривым распределения напряжений (3) и (4) на рис.1) при  $D/m < \Delta$  (соответствует  $\gamma > 0$ ), где вве-

ден критический параметр  $\Delta = \frac{Gb^2}{4\pi} + \frac{384}{25} \pi \eta \frac{\rho_0 K_0^2}{G}$ .

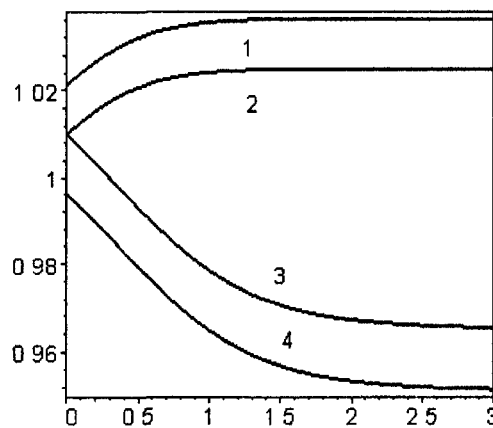


Рис. 3. Характерные кривые распределения напряжений (18) в образце, построенные при использовании зависимости (10) от  $\theta = k(x-st)$  при фиксированных значениях параметров  $\alpha_1 \approx 2\alpha_3$ ,

$\alpha_2 \sim \alpha_3 \sim \alpha_5 \sim \alpha_4$ , при которых  $\alpha_4^c = -0,96$  (при  $\alpha_4 < 0$ ), а для линии (1) –  $\alpha_4 \approx 1,0938 \alpha_4^c$ ;

(2) –  $\alpha_4 \approx 1,0001 \alpha_4^c$ ; (3) –  $\alpha_4 \approx 0,9999 \alpha_4^c$ ; (4) –  $\alpha_4 \approx 0,8854 \alpha_4^c$ .



В работе [6] для случая термоактивного режима скольжения дислокаций показано, что отношения коэффициента диффузии дислокаций к их подвижности существенно зависит от температуры  $T$  по закону  $D/m \sim (k_B T)^2$ , где  $k_B$  – постоянная Больцмана. Эта зависимость позволяет сделать вывод о том, что с изменением температуры может произойти смена направления движения края полосы локализованной деформации. При невысоких температурах может реализоваться ситуация  $D/m < \Delta$ , а с повышением температуры она поменяется и будет  $D/m > \Delta$ , так как величина  $\Delta$  практически не меняется с ростом температуры.

В [6] также обсуждалась зависимость величины  $D/m$  от дозы внешнего облучения. С увеличением дозы облучения величина  $D/m$  уменьшается, что может привести к существенным изменениям соотношения величин  $D/m$  и  $\Delta$ , которое повлечет за собой описанное выше изменение характера кривых распределения напряжений.

### ИЗМЕНЕНИЕ ФОРМЫ КРАЯ ПОЛОС ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИИ И КРИВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЙ.

Проанализируем теперь влияние нелинейностей второго рода  $\alpha_3$  и дисперсии  $\alpha_5$  уравнения (7) на форму края полос локализованной деформации и, соответственно, на распределение напряжений в деформированном облученном материале. По своему определению эти параметры одного порядка малости и описывают корреляционные эффекты при коллективном поведении дислокаций.

Для такого анализа рассмотрим нелинейность второго рода и дисперсию в уравнении (7) как малые возмущения, предполагая  $\alpha_3 = \delta p$ ,  $\alpha_5 = \delta q$ , где  $\delta \ll 1$  – малое положительное число, а  $p \sim q$  – константы, порядок которых соизмерим с порядком остальных коэффициентов уравнения (7)  $\alpha_1 \sim \alpha_2 \sim \alpha_3 \sim \alpha_4$ . Приближенное решение уравнения (7) будем искать в виде

$$u(\theta) = u_0(\theta) + \delta u_1(\theta), \quad (21)$$

где  $\theta = k(x - st)$ ,  $u_0(\theta)$  – решение невозмущенного уравнения. Поскольку невозмущенным уравнением является уравнение Бюргерса (8), то невозмущенное решение имеет вид (9):  $u_0(\theta) = 2k\alpha_4 \text{th}(\theta) / \alpha_2$  (для простоты полагаем  $B=0$ ), перемещающееся со скоростью  $s = \alpha_1 = V_{ext} + 2mbK_0\rho_0$ . Подставив (21) в (7) в основном приближении по малому параметру  $\delta$ , получим линейное уравнение для добавки  $u_1(\theta)$ :

$$u_1'' + \frac{\alpha_2 u_0}{\alpha_4 k} u_1' + \frac{\alpha_2 u_0'}{\alpha_4 k} u_1 = -\frac{1}{\alpha_4} \{qk^2 u_0^{IV} + p(u_0'^2 + u_0' u_0'')\}. \quad (22)$$

Используя явный вид невозмущенного решения  $u_0(\theta)$ , можно получить частное решение уравнения (22) в виде:

$$u_1(\theta) = \frac{2k^2}{\alpha_2^2} \left\{ q\alpha_2 k \left( \frac{6\text{th}\theta - 5\theta}{\text{ch}^2\theta} - \text{th}\theta \right) - p\alpha_4 [1 + 2 \ln(\text{ch}\theta)] \right\}. \quad (23)$$

Решение (21), в которое подставляется (23), описывает характерные изменения формы края полосы локализованной деформации в зависимости от параметров системы. Эти изменения обусловлены варьированием значений коэффициентов уравнения (7), и в частности, малых параметров: нелинейности второго рода  $p$  и дисперсии  $q$ .

Проанализируем сначала влияние дисперсии на распределения напряжений (18), в которое подставляется флуктуация плотности дислокаций (21), учитывающая явный вид зависимостей (9) и (23). На рис. 4. показаны такие характерные кривые распределения напряжений (18), при отсутствии нелинейности второго рода и различных значениях параметра дисперсии.

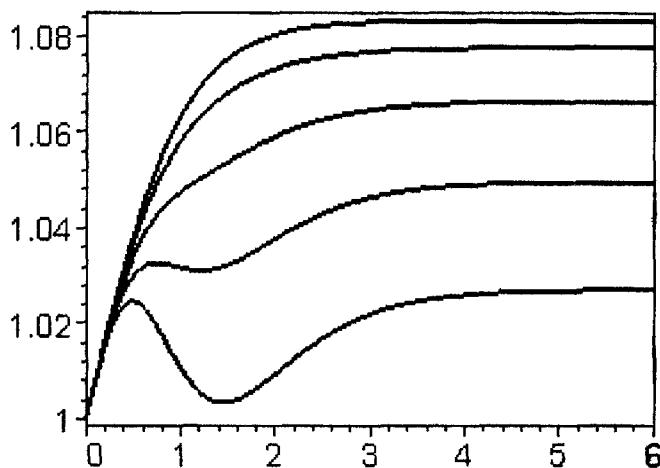


Рис. 4. Характерные кривые распределения напряжений (18) в образце, построенные на основе зависимости (21) при учете (9) и (23), от  $\theta=k(x-st)$  при  $p=0$  и различных значениях  $q$ . Линии: (1) – при  $q_1$ , (2) – при  $q_2$ , (3) – при  $q_3$ , (4) – при  $q_4$ , (5) – при  $q_5$ , причем  $q_1=0$  и  $q_1 < q_2 < q_3 < q_4 < q_5$ .

Анализ показал, что с ростом вклада, обусловленного дисперсией, высота полосы локализованной деформации уменьшается и возникает размытие ее краев. Однако подобное размытие становится ощутимым при сравнительно больших значениях параметра  $q$ .

Проанализируем теперь влияние нелинейности второго рода на распределения напряжений (18), вычисленных на основе (21) при учете (9) и (23). На рис. 5. показаны характерные кривые распределения напряжений при отсутствии дисперсии и различных значениях параметра нелинейности второго рода. Видно, что с увеличением значения параметра нелинейности второго рода происходит снижение возмущения плотности дислокаций и, как следствие, уменьшается величина напряжений, обусловленных сформировавшейся полосой пластической неоднородности. При одновременном наличии дисперсии и нелинейности второго рода, как показано на рис. 5., наблюдается нарушение гладкости профиля кривых распределения напряжений и появление более резких изгибов, обусловленных влиянием дисперсии. Такая ситуация наиболее близка к реальной, и можно ожидать наблюдения ее в экспериментах.

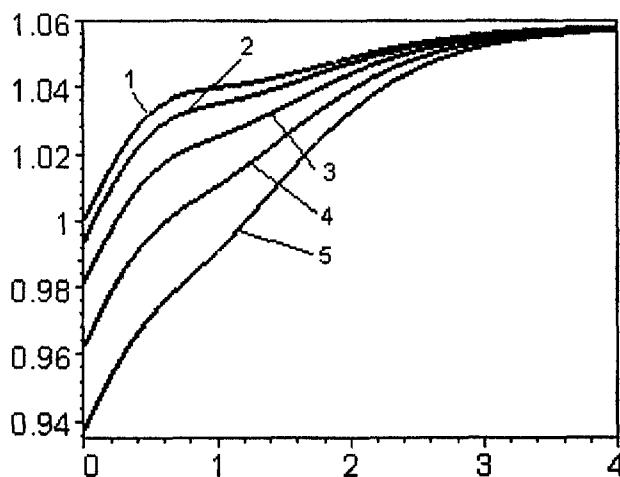


Рис. 5. Характерные кривые распределения напряжений (18) в образце, построенные на основе зависимости (21) при учете (9) и (23), от  $\theta=k(x-st)$  при отличном от нуля значении параметра  $q$  и при различных значениях  $p$ . Линии: (1) – при  $p_1$ , (2) – при  $p_2$ , (3) – при  $p_3$ , (4) – при  $p_4$ , (5) – при  $p_5$ , причем  $p_1=0$  и  $p_1 < p_2 < p_3 < p_4 < p_5$ .

В силу обозначений коэффициентов уравнения (7)  $\alpha_5 = \eta \alpha_3$ , поэтому следует считать, что и  $q = \eta p$ , где  $\eta \sim 1$ . Это означает, что параметры нелинейности второго рода и дисперсии сильно друг от друга отличаться в реальной ситуации не могут. Поэтому кривые на рис.2 и, носят скорее иллюстративный характер, показывающий динамику изменения формы этих кривых при варьировании указанных параметров, чем описание более или менее реальной картины. Наиболее близкими к описанию формы полосы скольжения дислокаций в реальных материалах следует считать кривые (2) и (3) на рис.5 (построенных соответственно при  $\eta \approx 1,98$  и  $0,68$ ), для которых значения параметров нелинейности второго рода и дисперсии наиболее близки.

## ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ДИСЛОКАЦИОННЫЕ СТРУКТУРЫ В ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ.

Из экспериментальных данных удалось установить, что в материалах после облучения и под воздействием деформации образуются периодические дислокационные структуры. Формирование таких структур происходит из так называемых геометрически необходимых дислокаций, а также связано с накоплением в кристалле статистически случайных дислокаций [18]. Эти два типа дислокаций отличаются друг от друга источником своего происхождения. Дислокационные структуры подчиняются принципу подобия, согласно которому по мере роста величины пластической деформации дислокационная структура изменяется самоподобным образом, то есть сохраняя соотношения между своими параметрами. Самоподобный характер эволюции дислокационных структур указывает на то, что их образование обусловлено процессом самоорганизации дислокаций.

К настоящему моменту имеется несколько попыток объяснения кинетического механизма формирования дислокационных структур в разных кристаллах и при различных условиях. В частности, в [18] была сформулирована модель эволюции геометрически необходимых дислокаций в кристалле после его сильной деформации. В основе этой модели лежало интересное свойство геометрически необходимых дислокаций: они не скомпенсированы по знаку вектора Бюргерса. Было показано, что эти дислокации играют основную роль в образовании так называемой фрагментированной дислокационной структуры. При этом использовалась система нелинейных уравнений для плотностей дислокаций разных знаков. Однако, в конечном итоге, от системы перешли к одиночному уравнению, описывающему плотность дислокаций одного знака, решение для которого было найдено и использовано для объяснения кинетики образования фрагментированной дислокационной структуры в сильно деформированном кристалле.

В данной работе мы предлагаем описание особенностей формирования периодических дислокационных структур произвольного типа под влиянием облучения на основе системы нелинейных уравнений, для которой можно найти точное решение. Будем основываться на хорошо разработанной в настоящее время схеме анализа процессов самоорганизации в ансамбле взаимодействующих дислокаций на основе связанных нелинейных уравнений реакционно-диффузионного типа для дислокаций разного сорта. В основе этой теоретической схемы лежит предположение о том, что одна из компонент ансамбля является активной, интенсифицирующей процесс эволюции ансамбля, а вторая – пассивной, замедляющей, ингибирующей этот процесс. Для рассматриваемого дислокационного ансамбля активная компонента будет обозначаться  $\rho_1$ , а пассивная –  $\rho_2$ . В частности, при изучении кинетики механизмов образования фрагментированных дислокационных структур в качестве этих компонентов могут выступать дислокации разных знаков, так как в этом случае рассматриваются геометрически необходимые дислокации, не скомпенсированные по знаку вектора Бюргерса.

При описании механизмов формирования других пространственно неоднородных дислокационных структур, в образовании которых основную роль играют статистически случайные дислокации, активную компоненту ансамбля  $\rho_1$  следует трактовать как плотность подвижных дислокаций. Пассивную компоненту  $\rho_2$  тогда следует рассматривать как плотность малоподвижных, временно или постоянно иммобилизованных дислокаций, не способных при данных условиях принимать участие, например, в актах размножения дислокаций.

Проведя рассуждения, аналогичные проделанным в [2,18], для каждой из компонент дислокационного ансамбля и учитывая их взаимодействие, можно прийти к системе вида:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = w_{11}\rho_1 - w_{12}\rho_2 - s \frac{\partial \rho_1}{\partial x} + D_{11} \frac{\partial^2 \rho_1}{\partial x^2} + D_{12} \frac{\partial^4 \rho_1}{\partial x^4} + a_0 - a_2\rho_1^2 + a_3\rho_1^3 + \gamma_1\rho_1\rho_2, \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} = w_{21}\rho_1 - w_{22}\rho_2 - s \frac{\partial \rho_2}{\partial x} + D_{21} \frac{\partial^2 \rho_2}{\partial x^2} + \gamma_2\rho_1\rho_2. \end{cases} \quad (24)$$

В этой системе учтено различное участие активной и пассивной компонент в процессах скорости генерации дислокаций, их иммобилизации и аннигиляции, вследствие чего первое уравнение системы (24) и содержит степенные нелинейные слагаемые, а второе – нет. Параметры  $a_0$ ,  $a_2$  являются положительными и имеют смысл коэффициентов рождения и иммобилизации дислокаций соответственно [19]. Параметры  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  отвечают за взаимодействие компонент дислокационного ансамбля. Параметр  $s$  имеет смысл некоторой постоянной скорости дислокаций, которую они приобретают вследствие облучения образца.

Величины  $w_{ij}$  образуют матрицу линеаризованной системы (24). Знаки в (24) подобраны так, что все элементы этой матрицы  $w_{ij}$  положительны. Такой выбор обусловлен тем, чтобы в системах активатор-ингибитор имелась возможность для возникновения неустойчивости [20]. Линейный анализ устойчивости системы (24) в общем виде, но без учета неидеальности диффузионного потока (т.е. при  $D_{12}=0$ ), приведен во многих работах, например в [1,21,22].

Система (24) содержит также коэффициенты  $D_{ij}$ , которые принято называть коэффициентами диффузии дислокаций. При выводе (24) предполагалось, что подвижность активной компоненты ансамбля превышает подвижность пассивной, то есть  $D_{12} \ll D_{22}$ , и поэтому второе уравнение этой системы не содержит четвертой пространственной производной. Наличие этих коэффициентов связано с разложением в ряд дальнедействующих напряжений по степеням радиуса обрезания при локальном взаимодействии дислокаций [19]. Коэффициенты  $D_{11}$  и  $D_{21}$  называются коэффициентами диффузии первого порядка, а  $D_{12}$  – второго. Для коэффициентов диффузии активной компоненты дислокационного ансамбля приведены выражения, например, в [18] для случая винтовых дислокаций:

$$D_{11} = \delta_1 s (M - 1) \frac{h_c^2}{\lambda_s} \quad \text{и} \quad D_{12} = \delta_2 s (M - 1) \frac{h_c^4}{\lambda_s},$$

где  $\delta_1$  и  $\delta_2$  – коэффициенты интенсивности иммобилизации дислокаций на препятствиях, обычно  $\delta_1 \approx \delta_2 \approx 1$ ,  $M > 1$  – коэффициент деформационного упрочения дислокационного потока,  $\lambda_s$  – длина пробега дислокаций между актами двойного поперечного скольжения,  $h_c$  – характерное расстояние выхода дислокационного сегмента в параллельную плоскость скольжения при двойном поперечном скольжении дислокаций.

Отметим, что обычно при больших температурах  $M=V_0\sigma_0/2k_B T \gg 1$ , где  $\sigma_0 = aGb\sqrt{\rho_0}$ ,  $V_0 = b^2\sqrt{\rho_0}$  – активационный объем при множественном скольжении. Это означает, что может иметь место инверсия знаков диффузионных потоков вследствие локального деформационного упрочения образца в местах повышенной плотности дислокаций.

Уравнения системы (24) содержат кубическую нелинейность. Наличие такого слагаемого связано с выбором вида функционала  $J(\rho_1, \rho_2)$ , характеризующего взаимодействие дислокаций. Для него в современной литературе существуют различные представления, сильно отличающиеся друг от друга. Выбор конкретного вида  $J(\rho_1, \rho_2)$  обуславливается каждый раз конкретной применимостью системы уравнений.

Есть основания предполагать, что наличие четвертой пространственной производной в этой системе не внесет принципиально нового в условия устойчивости в результате линейного анализа, как это могло быть при наличии только квадратичной нелинейности. Поэтому перейдем сразу к обсуждению точных периодических решений системы (24).

Если в (24) перейти к безразмерной автомодельной переменной  $\xi = \sqrt{w_{11}/D_{11}}(x - st)$  и к новым искомым функциям

$$u_1(\xi) = \frac{w_{11}}{a_0}\rho_1 \text{ и } u_2(\xi) = \frac{w_{11}w_{21}}{a_0w_{22}}\rho_2, \quad (25)$$

то система (24) примет вид:

$$\begin{cases} u_1 - wu_2 + 1 - au_1^2 + bu_1^3 + u_1'' + \beta u_1^{IV} + \epsilon\gamma u_1 u_2 = 0, \\ u_1 - u_2 + Du_1'' + \gamma u_1 u_2 = 0, \end{cases} \quad (26)$$

где введены безразмерные коэффициенты

$$a = \frac{a_0 a_2}{w_{11}^2}, \quad d = \frac{a_0^2 a_3}{w_{11}^3}, \quad \beta = \frac{D_{12} w_{11}}{D_{11}^2}, \quad D = \frac{D_{21} w_{11}}{D_{11} w_{22}}, \quad \epsilon = \frac{\gamma_1 w_{21}}{\gamma_2 w_{11}}, \quad \lambda = \frac{\gamma_2 a_0}{w_{11} w_{22}}. \quad (27)$$

Для системы (26) можно указать точные периодические решения. Ограничимся случаем  $\epsilon=0$ , хотя это не принципиально. Эти решения могут быть выражены через эллиптические синусы:

$$u_i(\xi) = A_i \operatorname{sn}^2(q\xi, k) + B_i, \quad i=1,2, \quad (28)$$

где  $k$  – модуль эллиптической функции. Коэффициенты решений (28) полностью определяются исходными параметрами (27):

$$A_1 = -\frac{6Dq^2 k^2}{\gamma}, \quad A_2 = \frac{B_2 - B_1 - \gamma B_1 B_2}{2Dq^2}, \quad (29)$$

$$B_1 = \frac{D}{10\beta\gamma^2} \{20\beta\gamma q^2(1+k^2) - \gamma + aD\}, \quad (30)$$

$$B_2 = \frac{D}{w\gamma^2} \{12Dq^4 k^2(\gamma^2 - a^2 D^2) + 20w\beta\gamma^2 q^2(1+k^2) + 2880D\beta^2\gamma^2 q^8 k^2(1-k^2+k^4) - 120D\beta\gamma^2 q^4 k^2 - w\gamma(\gamma + aD)\} / \{10\beta\gamma + D(\gamma + aD) + 20D\beta\gamma q^2(1+k^2)\} \quad (31)$$

Причем решение (28) существует только при фиксированной связи параметров (27):

$$d = -\frac{10\beta\gamma^2}{3D^2}, \quad (32)$$

которая учтена в (39-31). Значения оставшихся параметров  $q$  и  $k$  определяются из системы алгебраических уравнений высокой степени:

$$\begin{cases} 4DA_2(1+k^2)q^2 + A_2 - A_1 - \gamma(A_1B_2 + A_2B_1) = 0, \\ 8\beta A_1(1+k^2)q^4 - 2A_1q^2 - dB_1^3 + aB_1^2 - B_1 + wB_2 - 1 = 0, \end{cases} \quad (33)$$

в которую следует подставить зависимости  $A_i=A_i(q,k)$  и  $B_i=B_i(q,k)$ ,  $i=1,2$  из (29-31) и (32).

Известно, что модуль эллиптической функции  $k$  должен иметь значения в интервале  $0 < k < 1$ . Очевидно, что периодические решения вида (28) существуют, если найдется хотя бы одно решение системы (33) из указанного интервала  $0 < k < 1$ . Система (33) может быть решена только численно. Поскольку нас интересует только принципиальная возможность существования периодических решений системы (26), то были выбраны произвольные фиксированные значения параметров (27)  $a=2$ ,  $D=1$ ,  $\beta=1$ ,  $w=1$ , тогда согласно (32)  $b \approx -1,2552$ . Поскольку величина константы взаимодействия активной и пассивной компонент дислокационного ансамбля  $\gamma$  достаточно произвольна, то ее удобно выбрать в качестве варьируемого (управляющего) параметра. Численный анализ системы (33) при указанных значениях параметров показал, что если управляющий параметр изменяется в интервале  $0,581 < \gamma < 0,615$ , то она имеет решения в интервале  $0 < k < 1$ . Это означает, что периодическое решение вида (28) существует.

На основании этого можно заключить, что в образце могут формироваться пространственно-периодические структуры, характеризуемые плотностями активной и пассивной компонентами дислокационного ансамбля соответственно:

$$\rho_1(x,t) = \frac{a_0}{w_{11}} A_1 \operatorname{sn}^2 \left( q \sqrt{\frac{w_{11}}{D_{11}}} (x - st), k \right) + B_1, \quad \rho_2(x,t) = \frac{a_0 w_{22}}{w_{11} w_{21}} A_2 \operatorname{sn}^2 \left( q \sqrt{\frac{w_{11}}{D_{11}}} (x - st), k \right) + B_2,$$

где параметры определяются выражениями (39-31), а значения  $k$  и  $q$  из системы алгебраических уравнений (33). Полученные решения описывают эволюцию дислокационного ансамбля в виде стационарно движущейся пространственно-модулированной дислокационной структуры с периодом  $T = \frac{2K(k)}{q} \sqrt{\frac{D_{11}}{w_{11}}}$ , зависящим от величины деформации и дозы облучения (здесь  $K(k)$  – полный эллиптический интеграл).

магии и дозы облучения (здесь  $K(k)$  – полный эллиптический интеграл).

## ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.

На основе нелинейного обобщенного уравнения Курамото-Сивашинского для плотности дислокаций предложена физическая модель описания пластической деформации металлов. Следует отметить, что эта модель, основанная на использовании уравнения (7), позволила проанализировать направление движения полосы скольжения дислокаций в зависимости от параметров материала, а также изменение ее формы при учете более тонких эффектов, связанных с корреляционным взаимодействием движущихся дислокаций в облученных материалах. Существенным результатом можно считать то, что удалось найти точное аналитическое решение данного уравнения, описывающее край полосы локализованной деформации со стационарно движущимся фронтом.

На основе полученного распределения плотности дислокаций найдено распределение внутренних напряжений в металле. Показано, что направление движения края полосы скольжения зависит от соотношения между материальными константами образца (коэффициентом диффузии дислокаций, модулем сдвига и др.) и условий изменения режима пластической деформации (в частности, от дозы облучения). Частично эти результаты были опубликованы в работах [23,24].

Синергетический подход к механизму образования дислокационных структур на основе кинетической теории позволяет установить их эволюцию с величиной деформации и дозой облучения материала. В рамках сформулированной модели удалось аналитически описать процесс формирования пространственной дислокационной структуры, характеризуемой точным периодическим решением системы эволюционных уравнений.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов БелГУ, РФФИ № 03-02-16263, № 03-02-17695.

### Список литературы

1. Малыгин Г.А. // ФТТ. 1995. Т. 37. № 1. – С. 3-42.
2. Малыгин Г.А. // УФН. 1999. Т. 169. № 9. – С. 979-1010.
3. Сарафанов Г.Ф. // ФММ. 1998. Т. 85. Вып. 3. – С. 46-53.
4. Хананнов Ш.Х. // ФММ. 1998. Т. 85. Вып. 5. – С. 11.
5. Камышанченко Н.В., Красильников В.В., Сирота В.В., Неклюдов И.М., Пархоменко А.А. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 18. – С. 86-90.
6. Камышанченко Н.В., Красильников В.В., Сирота В.В., Неклюдов И.М., Пархоменко А.А. // Металлы. 2000. Вып.4. – С. 110-113.
7. Камышанченко Н.В., Красильников В.В., Сирота В.В., Неклюдов И.М., Пархоменко А.А. // Металлы. 2001. Вып. 3. – С. 92-96.
8. Garner F.A., Brager H.R., et al. // Journal of Nuclear Materials. 1987. Vol. 148. P. 294-298.
9. Khmelevskaya V.S., Malynkin V.G., Solov'ev S.P. // Phase Trans. 1991. Vol. 29. P. 157-160.
10. Хананнов Ш.Х. // ФММ. 1994. Т. 78. Вып. 2. – С. 31-39.
11. Singh B.N., Evans J.H., Horsewell A. // Journal of Nuclear Materials. 1995. Vol. 223. p. 95-102.
12. Воеводин В.Н., Ожигов Л.С., Пархоменко А.А. и др. // ВАНТ. Сер. ФРП и РМ. 1998. Вып. 3(69). – С. 33.
13. De Vries M. // Proc. BNES Conf. Irradiation Embrittlement and Creep. L. BNES. 1972. P. 47-52.
14. Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Ожигов Л.С. и др. // ВАНТ. Сер. ФРП и РМ. 1979. Вып. 2(10). – С. 61-66.
15. Kuramoto V. Tsuzuki T. // Prog. Theor. Phys. 1976. Vol. 55. N. 2. P. 356.
16. Sivashinsky G.I. // Acta Astron. 1977. Vol. 4. P. 1175.
17. Алексеев А.А., Кудряшов Н.А. // М.: Препринт. МИФИ 027-88. 1988. 24 с.
18. Малыгин Г.А. // ФТТ. 2002. Т. 44. № 11. – С. 1979-1986.
19. Малыгин Г.А. // ФТТ. 2002. Т. 44. № 7. – С. 1249-1253.
20. Кернер Б.С., Осипов В.В. // УФН. 1990. Т. 160. № 9. – С. 1-73.
21. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. Пер. с англ. Москва: Мир. 1979. 512 с.
22. Кудрявцев И.К. Химические нестабильности. – М.: Изд. МГУ. 1987. 254 с.
23. Красильников В.В., Пархоменко А.А., Савотченко С.Е. // В кн.: Труды XIII Международного совещания "Радиационная физика твердого тела". Москва: НИИ ПМТ МТИЭМ (ТУ). 2003. – С. 274-278.
24. Красильников В.В., Пархоменко А.А., Савотченко С.Е. // В кн.: Взаимодействие излучений с твердым телом: Материалы V международной науч. конф. Минск: БГУ. 2003. – С. 29-31.

**FEATURE OF FORMING SPATIAL DISLOCATION STRUCTURES  
IN DEFORMED IRRADIATED MATERIALS**V.V. Krasil'nikov, A.A. Parkhomenko<sup>1</sup>, S.E. SavotchenkoBelgorod State University,  
308015, Belgorod, Pobeda St., 85, Russian Federation;  
E-mail: kras@bsu.edu.ru<sup>1</sup> National Science Center Kharkov Institute of Physics and Technology of Ukraine NAS,  
61108, Kharkov, Akademicheskaya St., 1, Ukraine

It is shown that evolution of dislocation ensemble density is described by the nonlinear equation being representative extension of the Kuramoto-Sivashinsky equation. The strain distribution conditioned by collective behavior of the dislocations in irradiated material is calculated. The influence of irradiation doze, temperature, special kind of non-linearity and dispersion of the evolution equation on the strain distribution and the form of the plastic dislocation slide zone is analyzed. The theoretical model is formulated to consider forming periodical dislocation structures in irradiated materials as a synergetic process of dislocation self-organization. The nonlinear equation system describing evolution of two signs dislocation density underlines such a model. This system exact solutions corresponding to periodical dislocation structures are found in analytical form. The conditions of forming the considered structures, their parameters and parameter dependence on a deformation quantity and an irradiation dose are determined. This work is carried out under the financial support of BSU grant, RFBR № 03-02-16263, № 03-02-17695 grants.