

## ОСОБЕННОСТИ САМООРГАНИЗАЦИИ ДИСЛОКАЦИОННО-ВАКАНСИОННОГО АНСАМБЛЯ В ОБЛУЧЕННЫХ ДЕФОРМИРУЕМЫХ МАТЕРИАЛАХ

*В.В. Красильников<sup>1</sup>, В.Ф. Клепиков<sup>2</sup>, С.Е. Савотченко<sup>1</sup>, А.А. Пархоменко<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>*Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия;*

<sup>2</sup>*Институт электрофизики и радиационных технологий НАНУ, г. Харьков;*

<sup>3</sup>*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,  
г. Харьков, Украина*

Описаны механизмы самоорганизации ансамблей дефектов в облученных деформируемых материалах с учетом неидеальности диффузионных потоков на основе системы нелинейных уравнений диффузионного типа. Установлена принципиальная возможность возникновения диссипативной дефектной структуры, в том числе и колебательного режима.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Характерными особенностями материалов при сильных пластических деформациях и облучении является их сильная структурная неоднородность, обусловленная формированием пространственных структур различного типа, а также повышенный уровень напряжений, связанный с деформационным упрочением [1]. В настоящее время при исследовании вопросов физики развитой пластической деформации основное внимание уделяется эволюции дефектной структуры [2,3,4].

При больших деформациях или облучении плотность дефектов в материалах оказывается настолько высокой, что существенным становится коллективное поведение ансамблей дефектов. Экспериментально были обнаружены несколько различных особенностей пластического течения [5,6]. Эти особенности связаны с влиянием неравновесных вакансий, генерируемых при деформации: с одной стороны, они существенно облегчают скольжение дислокаций, а с другой — они сами дают вклад в пластическую деформацию и определяют некоторые механизмы переориентации кристаллической решетки. Принципиально важным здесь является самосогласованный характер поведения ансамбля движущихся дислокаций и вакансий. Обусловленное вакансиями облегчение процесса локального переползания дислокаций приводит к усилению их генерации движущимися дислокациями. Автокаталитический характер такого процесса может привести к развитию ротационно-сдвиговой неустойчивости пластического течения, например, при образовании полос микросдвига.

Теоретическое исследование указанных особенностей обычно проводится на основе двух подходов. Первый основан на рассмотрении микромеханизмов дислокационно-вакансионного взаимодействия, включающих процессы генерации и размножения вакансий и дислокаций, их аннигиляции и поглощения стоками, которые определяются особенностями микроструктуры сплавов, условиями деформации. Второй подход является феноменологическим, в

рамках которого определяется структура уравнений, как правило, диффузионного типа и нелинейных [4,6]. Оба таких подхода имеют определенные недостатки, которых частично можно избежать их совместным использованием. При таком совместном методе основные уравнения выводятся феноменологически, каждое слагаемое которого рассматривается отдельно в рамках микроскопических представлений [4].

С развитием зоны локализованной деформации нарастает плотность дефектов и начинает реализовываться режим, при котором возникает необходимость рассмотрения коллективного поведения дефектов. На такой стадии обычно используется синергетический подход, хорошо разработанный в [7,8] и примененный для дислокационного ансамбля, например, в [9].

В данной работе на основании феноменологической теории дислокационно-диффузионной кинетики [4] выявлены новые особенности механизмов потери структурной устойчивости, обусловленные неидеальностью диффузии дефектов в облученных деформируемых материалах. Учет такого рода отклонения от идеальной диффузии проведен по принципу, изложенному в [10].

### 2. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ МОДЕЛИ ДИСЛОКАЦИОННО-ВАКАНСИОННОГО АНСАМБЛЯ

Будем считать, что плотность подвижных дислокаций и концентрация неравновесных вакансий в образце зависят от времени  $t$  и пространственной координаты  $x$ :  $\rho = \rho(x, t)$ ,  $n = n(x, t)$ .

Для описания процессов, происходящих при деформации облученного материала и приводящих к образованию различных структур или неустойчивостей, предлагается следующая система:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= w_{11} \rho - w_{12} n - B\rho^2 + B_1 n^2 + C\rho n + D_d \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= w_{21} \rho - w_{22} n + F_1 n^2 + F_2 \rho^2 + F\rho n + D_v \frac{\partial}{\partial x} \end{aligned} \quad (1)$$

Знаки перед всеми слагаемыми в (1) выбраны так, что бы все коэффициенты были положительными. Рассмотрим их происхождение по отдельности.

Скорость изменения  $\rho$  и  $n$  можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{diff} + \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{kin} \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= \left( \frac{\partial n}{\partial t} \right)_{diff} + \left( \frac{\partial n}{\partial t} \right)_{kin} \end{aligned} \quad \text{и}$$

где  $\left( \frac{\partial}{\partial t} \right)_{diff}$  – части изменения плотности и концентрации, обусловленные диффузионными процессами, а  $\left( \frac{\partial}{\partial t} \right)_{kin}$  – части изменения плотности и концентрации, обусловленные однородными кинетическими процессами.

Рассмотрим сначала происхождение диффузионных частей. Наличие пространственных производных 4-го порядка в уравнениях диффузионного типа неоднократно обсуждалось в литературе. В частности, в [11] были приведены выражения для коэффициентов диффузии  $D_d$  первого и  $D_{2d}$  второго порядков винтовых дислокаций. В [3] было последовательно показано, что неидеальность диффузионных процессов приводит к появлению в уравнении слагаемых с пространственными производными 4-го порядка с указанными в (1) знаками. Появление в материале пространственно-неоднородных диффузионных потоков дефектов может быть обусловлено неоднородным характером размножения и аннигиляции этих дефектов:

$$\begin{aligned} J_d &= -D_d \frac{\partial \rho}{\partial x} + D_{2d} \frac{\partial^3 \rho}{\partial x^3}, \\ J_v &= -D_v \frac{\partial n}{\partial x} + D_{2v} \frac{\partial^3 n}{\partial x^3}. \end{aligned}$$

Тогда диффузионная часть уравнений (1) получается после подстановки этих потоков в уравнения балансов:

$$\left( \frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{diff} = -\frac{\partial}{\partial x} J_d, \quad \left( \frac{\partial n}{\partial t} \right)_{diff} = -\frac{\partial}{\partial x} J_v.$$

Структура кинетических частей предложена в [4], поэтому ограничимся только описанием смысла каждого из входящих в (1) слагаемых. Источники

дислокационного типа описываются слагаемым  $w_{11}\rho$ , где факт роста плотности дислокаций в процессе деформации обуславливает положительность коэффициента  $w_{11}$ . Слагаемое  $-w_{12}n$  соответствует распаду дислокаций на вакансии, слагаемое  $B_1 n^2$  – процессам превращения комплексов вакансий в подвижные дислокации. Квадратичное слагаемое  $-B\rho^2$  обусловлено процессами аннигиляции дислокаций. Перекрестные слагаемые  $C\rho n$  и  $F\rho n$  характеризуют размножение дислокаций в результате их взаимодействия с вакансиями и генерацию вакансий вследствие взаимодействия с дислокациями соответственно. Положительность коэффициентов  $C$  и  $F$  обусловлена необходимостью реализации автокаталитического режима размножения подвижных дислокаций и вакансий. Линейные слагаемые  $w_{21}\rho$  и  $-w_{22}n$  учитывают рождение вакансий подвижными дислокациями и превращение вакансий в подвижные дислокации соответственно. Вклады  $F_1 n^2$  и  $F_2 \rho^2$  отражают размножение вакансий при их столкновении и образование вакансий при аннигиляции краевых дислокаций противоположного знака при их скольжении по соседним плоскостям соответственно.

Введем далее линейные дифференциальные операторы 4-го порядка:

$$L_{d,v} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} - K_{d,v} \frac{\partial^4}{\partial x^4}, \quad (2)$$

где положительный коэффициент  $K_{d,v} = D_{2d,v}/D_{d,v}$  есть отношение коэффициентов диффузии второго порядка к коэффициентам диффузии первого порядка для дислокаций и вакансий.

Следуя [4], пренебрегаем  $F_1, F_2, B_1$  в (1) и получаем основную систему уравнений модели:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= w_{11} \rho - w_{12} n - B\rho^2 + C\rho n + D_d \hat{L}_d[\rho], \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= w_{21} \rho - w_{22} n + F\rho n + D_v L_v[n]. \end{aligned} \quad (3)$$

Для анализа системы (3) удобно перейти к безразмерным времени и координате:  $x' = x \sqrt{w_{11}/D_v}$ ,  $t' = t w_{11}$ . Также можно ввести безразмерные плотности дислокаций и вакансий соответственно:  $\rho' = \rho B/w_{11}$ ,  $n' = n B/w_{22}$ . В результате, опуская штрихи в обозначениях, систему (3) можно записать в безразмерном виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= \rho - a_{12}n - \rho^2 + \alpha\rho n + DL_d[\rho], \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= a_{21}\rho - a_{22}n + \beta\rho n + Lv[n], \end{aligned} \quad (4)$$

{ i i i

i

i

где введены безразмерные (положительные) коэффициенты:  $a_{12}=w_{12}w_{22}/w_{11}^2$ ,  $a_{21}=w_{21}/w_{11}$ ,  $a_{22}=w_{22}/w_{11}$ ,  $\alpha=Cw_{22}/Bw_{11}$ ,  $\beta=F/B$ ,  $D=D_d/D_v$ . В операторе (2) в системе (4) также введен безразмерный коэффициент  $K'_{d,v}=K_{d,v}w_{11}/D_v$  (штрих в дальнейшем также будет опускаться).

### 3. СТАЦИОНАРНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Стационарные однородные состояния, т.е. стационарные точки  $(\rho_0, n_0)$  системы (4), определяются из условий равенства нулю всех производных, что приводит к системе алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} \rho_0 - a_{12}n_0 - \rho_0^2 + \alpha\rho_0 n_0 &= 0, \\ a_{21}\rho_0 - a_{22}n_0 + \beta\rho_0 n_0 &= 0. \end{aligned}$$

i

{ i i i

i

Из этой системы легко находятся стационарные точки:

$$n_0^{(\pm)} = \frac{a_{21}\rho_0^{(\pm)}}{a_{22} - \beta\rho_0^{(\pm)}}; \quad (5)$$

$$\rho_0^{(\pm)} = \frac{1}{2\beta} \left\{ \beta + a_{22} - \alpha a_{21} \pm \left[ (\beta + a_{22} - \alpha a_{21})^2 - \right. \right.$$

(6)

Нулевая стационарная точка  $(0,0)$  не рассматривается как не имеющая физического смысла. Кроме того, по физическому смыслу следует рассматривать только такие значения параметров, при которых стационарные точки положительны. Очевидно также, что стационарные точки должны быть вещественными величинами, что обеспечивается выполнением условий:

$$\beta > \beta_c^{(+)} \quad \text{или} \quad \beta < \beta_c^{(-)}, \quad (7)$$

где

$$\beta_c^{(\pm)} = a_{22} - a_{12}a_{21} + \alpha a_{21} \pm \left[ (a_{22} - a_{12}a_{21} + \alpha a_{21})^2 \right. \quad (8)$$

Критические значения параметра (8) будут вещественными при  $a_{22} > a_{12}a_{21}/2$ .

Анализ стационарных точек (5), (6) показал, что при условии  $a_{12}a_{21}/2 < a_{22} < a_{12}a_{21}$  может существовать только одна стационарная точка  $(\rho_0^{(+)}, n_0^{(+)})$ , а при условии  $a_{22} > a_{12}a_{21}$  могут быть две стационарные точки  $(\rho_0^{(\pm)}, n_0^{(\pm)})$ . На рис. 1. показаны области

значений управляющих параметров  $\beta$  и  $a_{22}$ , при которых существуют стационарные точки рассматриваемой системы.

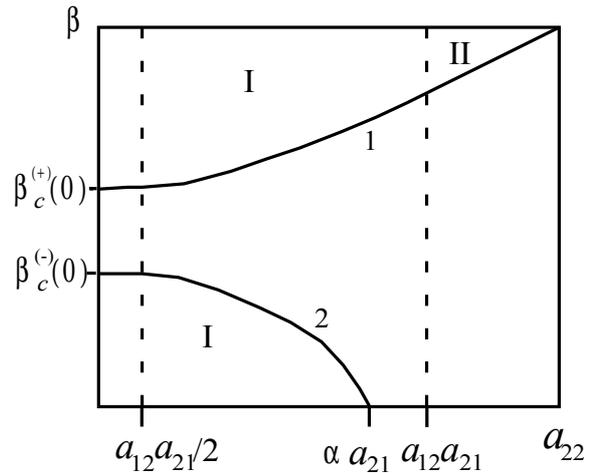


Рис. 1. Диаграмма допустимых значений управляющих параметров (пояснения в тексте)

Линия (1) соответствует зависимости  $\beta_c^{(-)}(a_{22})$ , а линия (2) –  $\beta_c^{(+)}(a_{22})$ . Область I состоит из двух частей, разделенных запретной зоной  $\beta_c^{(-)}(a_{22}) < \beta < \beta_c^{(+)}(a_{22})$ , ограниченная с двух сторон пунктирными линиями, и соответствует множеству значений параметров, при которых может существовать только одна стационарная точка. Область II отделена от области I пунктирной линией и соответствует множеству значений параметров, при которых могут существовать две стационарные точки.

### 4. ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУКТУР ПРИ НЕИДЕАЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ ДЕФЕКТОВ

Для линеаризации системы (4) вблизи этих стационарных однородных состояний (5) и (6) вводится вектор  $\mathbf{Z}=(Z_1, Z_2)$ , где  $Z_1=\rho-\rho_0$ ,  $Z_2=n-n_0$ . С учетом этого линеаризованная система (4) примет вид

$$\partial \mathbf{Z} / \partial t = \mathbf{A} \mathbf{Z}, \quad (9)$$

где матричный линейный оператор этой системы:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} A_{11}^0 + DL_d & A_{12} \\ A_{21} & A_{22}^0 + L_v \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Здесь  $A_{11}^0 = 1 + \alpha n_0 - 2\rho_0$ ,  $A_{12} = \alpha\rho_0 - a_{12}$ ,  $A_{21} = \beta n_0 + a_{21}$ ,  $A_{22}^0 = \beta\rho_0 - a_{22}$ , причем всегда  $A_{21} > 0$ , а знаки остальных матричных элементов могут меняться в зависимости от значений параметров. Решение системы (9) имеет вид

$$\mathbf{Z}(x,t) = \Psi(x) \exp(\omega t), \quad (11)$$

где вектор  $\Psi(x)=(\psi_d(x), \psi_v(x))$ , а  $\psi_d(x)$  и  $\psi_v(x)$  – собственные функции операторов  $L_d$  и  $L_v$  соответственно. Величина  $\omega$  является собственным значением матрицы:

$$A(\lambda_d, \lambda_v) = \begin{pmatrix} A_{11}^0 + D\lambda_d & A_{12} \\ A_{21} & A_{22}^0 + \lambda_v \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Здесь  $\lambda_d$  и  $\lambda_v$  – собственные числа операторов  $L_d$  и  $L_v$  соответственно. Для операторов вида (2) в [10] были найдены и проанализированы собственные функции и собственные числа. Были использованы стандартные граничные условия, соответствующие равенству нулю функции  $\Psi(x)$  и ее производной на границах системы при  $x=\pm l$ :  $\Psi(l)=\Psi(-l)=\Psi'(l)=\Psi'(-l)=0$ .

Так как система обладает симметрией относительно начала координат, то собственные функции данной задачи разбиваются на две составляющие:  $\Psi(x)=\Psi_s(x)+\Psi_a(x)$ , где  $\Psi_s(x)$  – симметричное состояние и  $\Psi_a(x)$  – антисимметричное. В результате такие собственные функции оператора (2) описывают пространственные распределения двух типов. (С целью упрощения записи формул индексы  $d$  и  $v$  в собственных функциях и собственных числах будут опускаться там, где различия между ними не играют роли).

1) . Квазипериодические пространственные структуры:

$$\psi_s(x) = C_s \left( \cos \mu_s x - \frac{\cos \mu_s l}{\operatorname{ch} v_s l} \operatorname{ch} v_s x \right); \quad (13-1)$$

$$\psi_a(x) = C_a \left( \sin \mu_a x - \frac{\sin \mu_a l}{\operatorname{sh} v_a l} \operatorname{sh} v_a x \right), \quad (13-2)$$

где  $C_{s,a}$  – числовые постоянные;  $\mu_{s,a} = (1/K + \eta_{s,a}^2/l^2)^{1/2}$ ,  $v_{s,a} = \eta_{s,a}/l$ ; величины  $\eta_s$  являются действительными корнями уравнения

$$\eta_s \operatorname{th} \eta_s = -(l^2/K + \eta_s^2)^{1/2} \operatorname{tg}(l^2/K + \eta_s^2)^{1/2}, \quad (14)$$

а величины  $\eta_a$  являются действительными корнями уравнения

$$\eta_a \operatorname{cth} \eta_a = (l^2/K + \eta_a^2)^{1/2} \operatorname{ctg}(l^2/K + \eta_a^2)^{1/2}. \quad (15)$$

Собственные числа оператора вида (2) для квазипериодических пространственных структур являются отрицательными:

$$\lambda_{s,a}^{(q)} = -\frac{\eta_{s,a}^2}{l^2} \left( 1 + K \frac{\eta_{s,a}^2}{l^2} \right). \quad (16)$$

2). Непериодические пространственные структуры:

$$\psi_s(x) = C_s \left( \operatorname{ch} q_{1s} x - \frac{\operatorname{ch} q_{1s} l}{\operatorname{ch} q_{2s} l} \operatorname{ch} q_{2s} x \right); \quad (17-1)$$

$$\psi_a(x) = C_a \left( \operatorname{sh} q_{1a} x - \frac{\operatorname{sh} q_{1a} l}{\operatorname{sh} q_{2a} l} \operatorname{sh} q_{2a} x \right), \quad (17-2)$$

где  $q_{2s,a} = \zeta_{s,a}/l$ ,  $q_{1s,a} = (1/K - \zeta_{s,a}^2/l^2)^{1/2}$ ; величины  $\zeta_s$  являются действительными корнями уравнения

$$\zeta_s \operatorname{th} \zeta_s = (l^2/K - \zeta_s^2)^{1/2} \operatorname{th}(l^2/K - \zeta_s^2)^{1/2}, \quad (18)$$

а  $\zeta_a$  являются действительными корнями уравнения

$$\zeta_a \operatorname{cth} \zeta_a = (l^2/K - \zeta_a^2)^{1/2} \operatorname{cth}(l^2/K - \zeta_a^2)^{1/2}. \quad (19)$$

Действительные корни уравнений (18) и (19) существуют при выполнении условия  $-l/\sqrt{K} < \zeta_{s,a} < l/\sqrt{K}$ .

Собственные числа оператора вида (2) для непериодических пространственных структур (17) при указанном условии являются положительными:

$$\lambda_{s,a}^{(n)} = \frac{\zeta_{s,a}^2}{l^2} \left( 1 - K \frac{\zeta_{s,a}^2}{l^2} \right). \quad (21)$$

Следует отметить, что в случае идеальности диффузионных процессов (при  $K=0$ ) непериодические пространственные структуры (17) образовываться не могут, а квазипериодические переходят в однокомпонентные периодические структуры, как и было показано в [10] при обобщении модели Шлегля. Это означает, что образование таких неоднородных пространственных структур обусловлено исключительно неоднородностью диффузионных потоков дефектов в металле.

## 5. ВОЗМОЖНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ДИССИПАТИВНЫХ СТРУКТУР ПРИ НЕИДЕАЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ ДЕФЕКТОВ

Далее нас будет интересовать, какие новые особенности и при каких режимах деформации могут появиться благодаря неидеальности диффузии дефектов. Важным здесь является вопрос о возможности образования диссипативных структур. Аналитически можно исследовать особенности реализации необходимого условия существования диссипативных структур, в том числе и колебательного режима, описанного в [4,5]. Известно, что необходимым условием того, чтобы в системе могли образовываться временные диссипативные структуры, является различие знаков диагональных элементов матрицы (12), т.е.  $(A_{11}^0 + D\lambda_d)(A_{22}^0 + \lambda_v) < 0$ .

Для анализа необходимого условия существования диссипативных структур собственные значения матрицы (12) удобно представить в виде

$$\omega = -\gamma \pm i\Omega, \quad (22)$$

$$\text{где } \gamma = -(A_{11}^0 + A_{22}^0 + D\lambda_d + \lambda_v)/2; \quad (23)$$

$$\Omega = \left\{ |A_{12}| |A_{21}| - (A_{11}^0 - A_{22}^0 + D\lambda_d - \lambda_v)^2 \right\}^{1/2} / 4 \quad (24)$$

Здесь уже учтено, что нас будет интересовать единственно возможный для вещественности  $\Omega$  режим  $A_{12} < 0$ , обеспечиваемый тогда, когда  $\rho_0 < a_{12}/\alpha$ . Следует отметить, что условие  $|A_{12} A_{21}| < 0$  характерно для двухкомпонентных реакционных систем с неустойчивостями [6].

Величина  $\gamma$ , определяемая (23), характеризует экспоненциальное затухание амплитуды с течением времени: если  $\gamma > 0$ , то соответствующее состояние асимптотически устойчиво, а если  $\gamma \leq 0$ , то нет. Из (23) видно, что неустойчивость может образоваться, например, когда:

- 1)  $A_{11}^0 > 0$ ,  $A_{22}^0 > 0$  и  $\lambda_d < 0$ ,  $\lambda_v < 0$ ;
- 2)  $A_{11}^0 < 0$ ,  $A_{22}^0 < 0$  и  $\lambda_d > 0$ ,  $\lambda_v > 0$ .

Эти режимы характеризуются определенными значениями управляющих параметров. Другие возможные варианты, при которых может образоваться неустойчивость, не представляет принципиального интереса, так как образование неустойчивости возможно как при идеальной, так и при неидеальной диффузии дефектов, т.е. неидеальность диффузионных потоков не привносит ничего нового. Действительно, это можно рассмотреть на примере первого из указанных вариантов. Для его реализации собственные числа оператора (2) должны быть отрицательными даже при неидеальной диффузии, когда этот оператор переходит при  $K=0$  в лапласиан (точнее, в  $\partial^2/\partial x^2$  в одномерном случае), который, как известно, обладает только отрицательными собственными числами  $\lambda = -k_n^2$ , где  $k_n$  принимают дискретные значения, явный вид которых определяется характерным размером  $l$  и типом граничных условий. В результате неустойчивость может возникать при идеальной диффузии. Другими словами, при указанном режиме неидеальность диффузионных потоков дефектов не привносит ничего нового в поведение системы.

Принципиально изменение характера поведения системы исключительно вследствие неидеальности диффузии происходит при выполнении условий (2). Как хорошо видно, этот случай может реализоваться только при положительных собственных числах оператора (2). Поэтому далее следует рассматривать только собственные числа (21)  $\lambda_{d,v} = \lambda_{s,a}^{(n)}$ , соответствующие собственным функциям (17). В случае реализации такого режима (2) неидеальность диффузионных потоков дефектов в металле будет играть

существенную роль. Действительно, без учета диффузии величина (23) будет  $\gamma = (|A_{11}^0| + |A_{22}^0|)/2 > 0$ , что всегда означает устойчивость (асимптотическую). Эта ситуация не изменится при рассмотрении идеальной диффузии дефектов, так как собственные числа оператора Лапласа (одномерного) всегда отрицательны, и поэтому  $\gamma = (|A_{11}^0| + |A_{22}^0| + (D+1)k_n^2)/2 > 0$ . Если же рассматривать неидеальные диффузионные процессы, то, как отмечалось выше, для неперiodических структур собственные числа (21) могут быть положительными. В результате появляется возможность, когда

$$\gamma = \left\{ |A_{11}^0| + |A_{22}^0| - D\lambda_d - \lambda_v \right\} / 2 \leq 0$$

при  $|A_{11}^0| + |A_{22}^0| \leq D\lambda_d + \lambda_v$ , где  $\lambda_{d,v} = \lambda_{s,a}^{(n)}$ . Данное условие означает образование структурной неустойчивости, чего не могло быть в идеальной системе при рассматриваемом режиме.

Особый интерес здесь представляет случай, когда  $\gamma=0$ , т.е. собственные значения (22) становятся мнимыми:  $\omega = \pm i\Omega$ . При этом можно говорить о колебательном режиме, и величина  $\Omega$  приобретает смысл частоты колебаний. Такая ситуация возможна только в системе с неидеальной диффузией при  $|A_{11}^0| + |A_{22}^0| = D\lambda_d + \lambda_v$ . Подставив это условие в (24), можно получить:

$$\Omega = \left\{ |A_{12}| |A_{21}| - (D\lambda_d - |A_{11}^0|)^2 \right\}^{1/2}. \quad (25)$$

Частота  $\Omega$  будет вещественной при дополнительном условии

$$D\lambda_d - |A_{12} A_{21}|^{1/2} < |A_{11}^0| < D\lambda_d + |A_{12} A_{21}|^{1/2},$$

выполнение которого всегда можно обеспечить подбором собственных чисел (21), так как они не зависят от элементов матрицы (12). Естественно, что указанные собственные числа должны подбираться среди тех, для которых выполнено соотношение (20).

Проанализируем теперь условия, при которых будет обеспечено выполнение режима (2), когда  $A_{11}^0 < 0$ ,  $A_{22}^0 < 0$ , совместно с  $A_{12} < 0$ . Последние два неравенства приводят к одному и тому же соотношению между управляющими параметрами:  $a_{22} < \beta a_{12}/\alpha$ . Условие  $A_{11}^0 < 0$  приводит к ограничению  $a_{22}^{(-)} < a_{22} < a_{22}^{(+)}$ , где

$$a_{22}^{(\pm)} = a_{12} (a_{21} + \beta/\alpha) \pm |a_{21} - \beta/\alpha| \{ a_{12} (a_{12} - \alpha) \}^{1/2}$$

Эти величины вещественны при  $a_{12} > \alpha$ . Совместное выполнение указанных условий приводит к соотношению  $a_{22}^{(-)} < a_{22} < \beta a_{12}/\alpha$ , которое возможно при

выполнении  $\beta > \alpha a_{21} \left(1 + \sqrt{a_{12} / (a_{12} - \alpha)}\right)$  или  $\beta < \alpha a_{21} \left(1 - \sqrt{a_{12} / (a_{12} - \alpha)}\right)$ . Эти условия сочетаются с требованием (7), необходимым для вещественности стационарных точек.

Все это означает, что при выполнении указанных соотношений между параметрами зависимость от времени решений системы (9) является осциллирующей:  $Z(x,t) = \Psi_{s,a}(x) \exp(\pm i\Omega t)$ , где частота определяется выражением (25), а пространственное распределение  $\Psi_{s,a}(x) = (\psi_{s,a}^{(d)}, \psi_{s,a}^{(v)})$  определяется (17).

## 6. ВЫВОДЫ

В рамках комплексного феноменологического подхода предложена теория коллективной динамики ансамблей дефектов в облученном материале, использующая систему нелинейных уравнений с пространственными производными четвертого порядка. Появление производных четвертого порядка обусловлено неидеальностью диффузионных потоков дефектов. Отклонение от закона Фика происходит вследствие неоднородного характера размножения и аннигиляции взаимодействующих дефектов в ансамбле. Показано, что неидеальность диффузионных потоков дефектов является основным фактором в образовании диссипативных структур, в том числе и колебательного режима.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов БелГУ, CRDF VZ-010-0, РФФИ № 03-02-16263, № 03-02-17695.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Рыбин. *Большие пластические деформации и разрушение металлов*. М.: «Металлургия», 1986, 224 с.

2. Г.А. Малыгин. Процессы самоорганизации дислокаций и пластичность кристаллов // *УФН*. 1999, т. 169, №9, с. 979–1010.

3. В.В. Красильников, А.А. Пархоменко, С.Е. Савотченко. Распределение внутренних напряжений в деформированных облученных материалах // *Металлы*. 2003, №6, с. 91–99.

4. А.И. Олемской, А.В. Хоменко. Синергетика пластической деформации // *Успехи физики металлов*. 2001, т. 2, с. 189–263.

5. В.Ч. Гончиков, А.Д. Коротаев, А.Н. Тюменцев. *Высокочистые и монокристаллические металлические материалы*. М.: «Наука», 1987, 161 с.

6. А.Д. Коротаев, А.Н. Тюменцев, В.Ч. Гончиков, А.И. Олемской. Закономерности формирования субструктуры в высокопрочных дисперсионно-упрочненных сплавах // *Известия вузов. Физика*. 1991, т. 34, №3, с. 81–92.

7. Г. Николис, И. Пригожин. *Самоорганизация в неравновесных системах* / Пер. с англ. М.: «Мир», 1979, 512 с.

8. И.К. Кудрявцев. *Химические нестабильности*. М.: Изд. МГУ, 1987, 254 с.

9. Г.А. Малыгин. Самоорганизация дислокаций и локализация скольжения в пластически деформируемых кристаллах // *ФТТ*. 1995, т. 37, №1, с. 3–42.

10. В.В. Красильников, С.Е. Савотченко. Условия существования новых типов неоднородных пространственных структур в неидеальных реакционно-диффузионных системах // *Химическая физика*. 2003, т. 22, №7, с. 75–82.

11. Г.А. Малыгин. Кинетический механизм образования фрагментированных структур при больших пластических деформациях // *ФТТ*. 2002, т. 44, №11, с. 1979–1986.

## ОСОБЛИВОСТІ САМООРГАНІЗАЦІЇ ДИСЛОКАЦІЙНО-ВАКАНСІЙНОГО АНСАМБЛЮ В ОПРОМІНЕНИХ МАТЕРІАЛАХ, ЩО ДЕФОРМУЮТЬСЯ

*В.В. Красильников, В.Ф. Клепиков, С.Е. Савотченко, О.О. Пархоменко*

На основі системи нелінійних рівнянь дифузійного типу описані механізми самоорганізації ансамблів дефектів в опроміненіх матеріалах, що деформуються, з урахуванням неідеальності дифузійних потоків. Встановлена принципова можливість виникнення дисипативної дефектної структури в тому числі і режиму коливаль.

## THE DISLOCATION-VACANCY ENSEMBLES SELF-ORGANIZATION PECULIARITIES IN THE IRRADIATED DEFORMED MATERIALS

*V.V. Krasilnikov, V.F. Klepikov, S.E. Savotchenko, A.A. Parkhomenko*

The defect ensembles self-organization mechanisms in the deformed irradiated materials taking into account the non-ideal diffusion fluxes has been described using non-linear diffusion type equations. The basic opportunity of occurrence of dissipative defect structure, including oscillatory mode is established.