

УДК 539.5

ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРНОГО И ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОРЯДКА ПРИ НАЛОЖЕНИИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРУЧЕНИЕМ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ

© 2026 г. О. А. Гладиллин^а, Ю. Д. Заворотнев^а, Г. С. Давдян^б,
Б. Б. Страумал^{б, *}, В. Н. Варюхин^а

^аДонецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, 283048 Россия

^бИнститут физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, 142432 Россия

*e-mail: straumal@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 23.03.2026 г.

После доработки 18.06.2026 г.

Принята к публикации 20.06.2026 г.

В настоящей работе рассмотрено распространение волны переключения в двухкомпонентных растворах меди под воздействием интенсивной пластической деформации методом кручения под высоким давлением. На базе системы уравнений Ландау–Халатникова построена модель, которая включает взаимодействие структурных и дислокационных процессов. Она демонстрирует хорошее качественное согласие с экспериментальными данными. Показано, что процесс распространения волны переключения имеет колебательный характер. Установлено, что процесс деформации сопровождается циклическим изменением прочности материала, вызванным движением дислокаций. Изучены связанные с кинком поведения плотностей и скоростей рождения и аннигиляции краевых и винтовых дислокаций. Несовпадение локальных экстремумов прочности для краевых и винтовых дислокаций свидетельствует о различиях в механизмах, посредством которых они воздействуют на свойства материала.

Ключевые слова: кручение под высоким давлением, параметр порядка, неравновесный термодинамический потенциал, кинк, дислокация.

DOI: 10.7868/S3034573126080118

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активно изучаются солитоны, в частности кинки, потому что с их помощью удастся описать сложные процессы в различных материалах, таких как кристаллы, жидкие кристаллы и даже биологические молекулы. Как известно, кинк является простейшим примером солитона. Решения такого типа возникают при рассмотрении многих задач, в частности уравнения синус-Гордона [1], релятивистской нелинейной скалярной теории поля размерностью 1+1 [2]. Представляют интерес также работы, в которых изучались динамика поведения взаимодействующих пар кинк–антикинк [3–6].

В публикациях [7–9] исследовался кинк, который взаимодействовал с протяженными примесями. Необходимо отметить, что аналитическое решение для кинка было найдено только в простейших моделях. В более сложных моделях проанализировать динамику кинка удастся только с помощью численного решения систем дифференциальных уравнений. В работе [10] была сделана попытка нахождения решения типа “кинк” в двухцепочечной модели ДНК с помощью теории возмущений. Было показано, что переход в общем случае не является монотонным и имеют место осцилляции. На форму и режим распространения кинка, как показано в [11], большое влияние оказывает поведение источника, формирующего волну

переброса. Получены точные частные решения типа “кинк” для волновых уравнений [12] и выполнен анализ неустойчивых состояний системы “среда–источник”. В работе [13] были изучены характеристики волны переключения при наложении интенсивной пластической деформации кручения. Все вычисления были основаны на решении уравнений Ландау–Халатникова и при этом учитывалась только структурная подсистема. В настоящей работе изучалось взаимодействие кинков различной природы друг с другом при наложении интенсивной пластической деформации методом кручения под высоким давлением. Такая деформация не только нарушает симметрию материала, но и заставляет кинки формировать спиралевидные структуры. Это открывает новые перспективы для управления свойствами материалов на микроскопическом уровне, то есть на уровне отдельных атомов и молекул. Другими словами, изучение взаимодействия кинков, возникающих при сильном кручении, позволяет лучше понять и контролировать поведение образцов на самом мелком масштабе, что может найти применение в разработке новых материалов с заданными свойствами.

МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

Для решения поставленной задачи воспользуемся феноменологической теорией Ландау, которая является одним из вариационных методов теории пластичности. Задача может быть поставлена так: найти такую функциональную зависимость изменения параметра решетки при наложении кручения под высоким давлением, которая описывала бы переход из ненагруженного в нагруженное состояние и при этом неравновесный термодинамический потенциал принимает минимальное значение. Как показано в работах [14–16], использовать эту теорию применительно к поставленной задаче в двухкомпонентных растворах замещения типа Cu–A (A = Ag, Sn, Co) можно только в приближении виртуального кристалла, поскольку эти растворы не обладают дальним порядком. В этом приближении все атомы элементарной ячейки усредняются и восстанавливается дальний порядок. Было показано [17], что при наложении ИПДК резко увеличивается растворимость примеси в матрице, что приводит к уменьшению параметра дальнего порядка в реальном образце. В результате происходит аморфизация образца, и он переходит в стационарное состояние. Этот процесс можно описать путем введения по аналогии с критерием

Брэгга–Вильямса [18] следующего параметра дальнего порядка:

$$\eta = \frac{P_A - c_A}{1 - c_A}, \quad (1)$$

где $P_A = \frac{N_A}{N}$ — вероятность нахождения атома A матрицы в узле решетки, N_A — число атомов матрицы в решетке, N — число узлов решетки, c_A — асимптотически предельная концентрация атомов A в двухкомпонентном растворе при большом числе оборотов плунжера. В отсутствии примесных атомов замещения $P_A = 1$ и $\eta = 1$, что соответствует совершенному дальнему порядку. При достижении стационарного состояния $P_A = c_A$ и $\eta = 0$, дальний порядок отсутствует, и свойства двухкомпонентного раствора полностью определяются хаотически ориентированными зернами. При этом группа симметрии образца определяется осью кручения, которая имеет бесконечный порядок. Необходимо отметить, что в условиях наложения интенсивной пластической деформации кручением затруднительно определить критерий исчезновения дальнего порядка, аналогичный температурному критерию Курнакова, поскольку переход в стационарное состояние является асимптотическим. Однако в этой ситуации образец не будет полностью разупорядоченным. В рассматриваемых двухкомпонентных растворах наряду с разрушением дальнего порядка происходит рост зерен, в которых сохраняется ближний порядок. Это обстоятельство дает возможность ввести в теорию ближний параметр порядка, который характеризует структуру зерен при большом числе оборотов. Необходимо отметить, что ближний параметр порядка, описывающий взаимное расположение атомов в элементарной ячейке, также отличен от нуля и в идеальном кристалле. Отсюда следует, что в феноменологической теории Ландау при рассмотрении свойств двухкомпонентных растворов достаточно учесть ближний параметр порядка, который представляет собой линейную комбинацию смещений атомов элементарной ячейки и характеризует степень ее изменения.

Поскольку в настоящей статье предполагается изучение поведения дислокаций, то необходимо сделать несколько замечаний об их представлении. В работе [19] предложена дислокационная модель, в которой дислокации аппроксимируются в виде пластинок малой толщины. Эти пластины соответствуют петлям дислокации. Каждой такой

пластинке сопоставляется следующий тензор деформации [20]:

$$\varepsilon_{ij}(\alpha, m_\alpha) = \frac{b_i(\alpha, m_\alpha) n_j(\alpha)}{d}, \quad (2)$$

где α — нумерует все плоскости скольжения, $m_\alpha = 1, 2, \dots, q$ — нумерует все векторы Бюргерса $\mathbf{b}(\alpha, m_\alpha)$ в плоскости скольжения α , q — общее количество элементарных векторов Бюргерса в плоскости скольжения, $\mathbf{n}$ — единичный вектор, совпадающий с плоскостью скольжения, толщина d — равна межплоскостному расстоянию в плоскости скольжения. Тензор (2) в литературе получил название тензора деформации без напряжения [17]. При рассмотрении ансамбля дислокаций вводится общее поле вектора Бюргерса, создаваемое вкладами из всех плоскостей скольжения, которое представляет собой сумму по плоскостям скольжения [15]:

$$b_i(\alpha, r) = \sum_{m_\alpha=1}^q b_i(\alpha, m_\alpha) \eta(\alpha, m_\alpha, r), \quad (3)$$

где $\eta(\alpha, m_\alpha, r)$ — функция плотности для дислокаций с вектором Бюргерса $\mathbf{b}(\alpha, m_\alpha)$. Деформирование, вызванное вектором Бюргерса, представляет собой [15]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij}(r) &= \sum_{\alpha=1}^p \sum_{m_\alpha=1}^q \varepsilon_{ij}(\alpha, m_\alpha) \eta(\alpha, m_\alpha, r) = \\ &= \frac{1}{d} \sum_{\alpha=1}^p \sum_{m_\alpha=1}^q b_i(\alpha, m_\alpha) n_j(\alpha) \eta(\alpha, m_\alpha, r). \end{aligned} \quad (4)$$

Очевидно, что компоненты $\varepsilon_{zz}(r)$ соответствуют винтовой дислокации, $\varepsilon_{xz}(r)$, $\varepsilon_{yz}(r)$ — краевой. Предполагая, что в плоскости XY имеет место симметрия, получаем $|\varepsilon_{xz}(r)| = |\varepsilon_{yz}(r)|$. Поскольку $Spur \varepsilon_{ii}(r)$ является инвариантом и компоненты $\varepsilon_{xx}(r)$, $\varepsilon_{yy}(r)$ для винтовой дислокации равны нулю, то $\varepsilon_{zz}(r)$ — инвариант. Следовательно, в разложении неравновесного термодинамического потенциала должны входить все степени этой компоненты. В случае краевой дислокации все диагональные компоненты равны нулю и при наличии оси четвертого порядка инвариантом будет произведение $\varepsilon_{xz}^2(r) + \varepsilon_{yz}^2(r)$. В силу наличия вышеуказанной симметрии имеем инвариант $\varepsilon_{xz}^2(r)$. Очевидно, что в потенциале должны присутствовать только четные степени недиагональной компоненты тензора (5).

Неравновесный термодинамический потенциал запишем в виде:

$$\begin{aligned} \Phi &= -\frac{\alpha_1}{2} q^2 + \frac{\alpha_2}{4} q^4 + \frac{\alpha_3}{6} q^6 + \beta_1 \varphi_1 + \frac{\beta_2}{2} \varphi_1^2 + \\ &+ \frac{\beta_3}{3} \varphi_1^3 + \frac{\beta_4}{4} \varphi_1^4 + \beta_5 \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \right)^2 + \omega_1 \varphi_2 + \frac{\omega_2}{2} \varphi_2^2 + \\ &+ M(N)^2 \frac{\omega_3}{3} \varphi_2^3 + \frac{\omega_4}{4} \varphi_2^4 + M(N)^2 \omega_5 \left(\frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \right)^2 + \\ &+ \delta_1 q^2 \varphi_1 + \delta_2 q^2 \varphi_2 + \delta_3 \varphi_1 \varphi_2 + \\ &+ \gamma_1 M(N)^s \left(q_x \frac{\partial q_y}{\partial z} - q_y \frac{\partial q_x}{\partial z} \right) + \\ &+ \gamma_2 M(N)^r \left[\left(\frac{\partial q_x}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial q_y}{\partial z} \right)^2 \right], \end{aligned}$$

где ω_i , β_i ($i = 1, 2, 3, 4$), α_i ($i = 1, 2, 3$), γ_i , δ_i ($i = 1, 2, 3$) — феноменологические параметры, q — векторный структурный параметр порядка (ПП), описывающий изменение симметрии кристаллической решетки образующихся зерен, q_x , q_y — компоненты векторного структурного ПП, $\varphi_1 = \varepsilon_{xz}^2$, $\varphi_2 = \varepsilon_{yz}^2$, $M(N)$ — момент кручения, N — число оборотов, $r - s = 4$ ($r = 6$, $s = 2$) [20]. Предполагается, что ось OZ направлена по оси стержня. Производные от плотностей описывают пространственную неоднородность распределения дислокаций. Конкуренция последних двух слагаемых с производными от ПП приводит к появлению спиральной структуры. Первое из этих двух слагаемых, составленное из инвариантов Лифшица, может быть равно нулю в кристаллах некоторой симметрии, но при наложении кручения под высоким давлением, когда симметрия понижается, будет отлично от нуля. Этим обстоятельством и обусловлено появление множителя $M(N)^2$ в двух последних слагаемых выражения (5). Как указано выше, параметр φ_2 описывает винтовую дислокацию. В настоящей задаче предполагается, что $\varphi_2 \neq 0$ только при наложении ИПДКР. Следовательно, $\omega_1 = 0$, $\omega_3 < 0$ и кубическое слагаемое в (5) имеет множитель $M(N)^2$. Кроме того, в силу этого требования аналогичный множитель содержит и слагаемое с пространственной производной от φ_2 . Необходимо отметить, что при решении поставленной задачи учтено взаимодействие только между структурным и дислокационными ПП.

Динамику кинка рассмотрим с помощью системы дифференциальных уравнений Ландау–Халатникова для компонент векторного и скалярных ПП:

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} = -\chi_i \frac{\delta \Phi}{\delta q_i}, \quad \frac{\partial \varphi_j}{\partial t} = -\chi_j \frac{\delta \Phi}{\delta \varphi_j}, \quad (6)$$

где $i = x, y$, $j = 1, 2$,

$$\frac{\delta\Phi}{\delta q_i} = \sum_k^n (-1)^k \frac{d^k}{dz^k} \frac{\partial\Phi}{\partial \left(\frac{d^k q_i}{dz^k} \right)},$$

$$\frac{\delta\Phi}{\delta \varphi_j} = \sum_k^n (-1)^k \frac{d^k}{dz^k} \frac{\partial\Phi}{\partial \left(\frac{d^k \varphi_j}{dz^k} \right)} \quad (7)$$

— функциональные производные, t — время, χ — кинетический коэффициент, характеризующий скорость релаксации системы к положению равновесия. Подставляя выражения (5) и (7) в (6), получаем систему дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial q_x}{\partial t} = -\chi_x [q_x (-\alpha_1 + \alpha_2 q^2 + \alpha_3 q^4 + 2\delta_1 \varphi_1 + \\ + 2\delta_2 \varphi_2) + 2\gamma_1 M(N)^r \frac{\partial q_y}{\partial z} - 2\gamma_2 M(N)^s \frac{\partial^2 q_x}{\partial^2 z}] \\ \frac{\partial q_y}{\partial t} = -\chi_y [q_y (-\alpha_1 + \alpha_2 q^2 + \alpha_3 q^4 + 2\delta_1 \varphi_1 + \\ + 2\delta_2 \varphi_2) - 2\gamma_1 M(N)^r \frac{\partial q_x}{\partial z} - 2\gamma_2 M(N)^s \frac{\partial^2 q_y}{\partial^2 z}] \\ \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -\chi_1 [\delta_1 q^2 + \beta_1 + \beta_2 \varphi_1 + \beta_3 \varphi_1^2 + \beta_4 \varphi_1^3 - \\ - 2\beta_5 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} + \delta_3 \varphi_1] \\ \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -\chi_2 [\delta_2 q^2 + \omega_2 \varphi_2 + M(N)^2 \omega_3 \varphi_2^2 + \omega_4 \varphi_2^3 - \\ - 2M(N)^2 \omega_5 \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} + \delta_3 \varphi_1] \end{cases} \quad (8)$$

Данная система является нестационарной, нелинейной, квазисвязанной с различными производными по пространственной и временной координате, некоторые из которых являются производными старших порядков. Эти факторы приводят к отсутствию суперпозиций решений, что исключает решения в виде суммы частных решений. Аналитического решения данная автономная система уравнений не имеет. Для численного решения системы уравнений Ландау—Халатникова (8) был применен метод конечных разностей с использованием явной схемы интегрирования по времени. Устойчивость решения обеспечивалась выполнением условия Куранта—Фридрихса—Леви [21]. Поскольку численные значения параметров потенциала неизвестны, то их численные значения, а также граничные (ГУ) и начальные (НУ) условия выбирались таким образом, чтобы решение существовало и каче-

ственно описывало возможные экспериментальные данные. Как указано выше, в данной модели предполагается, что двухкомпонентный раствор до кручения имеет некоторое количество краевых дислокаций. Для структурного параметра порядка начальным условием является температура отжига раствора, с которой связана величина этого ПП. Для компоненты тензора деформации краевой дислокации НУ находится из следующего уравнения равновесия при отсутствии ИПДК:

$$\beta_2 \varphi_1 + \beta_3 \varphi_1^2 + \beta_4 \varphi_1^3 + \delta_1 q^2 \varphi_1 = 0. \quad (9)$$

Очевидно, что начальное значение величины φ_1 будет являться функцией температуры отжига в силу соответствующей зависимости структурного ПП.

Поскольку плотность винтовой дислокаций при отсутствии ИПДК предполагается равной нулю, то значения коэффициентов подбирались таким образом, чтобы следующее соотношение имело единственное нулевое решение для φ_2 при $M(N) = 0$:

$$\omega_2 \varphi_2 + M(N)^2 \omega_3 \varphi_2^2 + \omega_4 \varphi_2^3 + \delta_2 q^2 \varphi_2 = 0. \quad (10)$$

Отличное от нуля решение появляется только при $M(N) \neq 0$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Поскольку величины коэффициентов потенциала неизвестны, то, как отмечено выше, их значения подбирались таким образом, чтобы решение системы существовало и было физическим. На рис. 1–3 представлены графики зависимостей $q(z, t)$, $\varphi_1(z, t)$, $\varphi_2(z, t)$ соответственно. Видно, что на всех трех графиках в начальные моменты времени имеется треугольная область, параллельная плоскости (t, z) . Ее появление обусловлено конечной скоростью распространения кинка по оси кручения образца. Чем больше угол треугольника при вершине $(0, 0)$, тем меньше скорость волны переключения. В противном случае скорость растет. Если зафиксировать любое значение переменной z , изменение формы кинка, а также плотностей дислокаций во времени будет колебательным с затухающей амплитудой и нарастающим периодом, что свидетельствует о неустойчивости системы во время перехода. Необходимо отметить, что гребни волн также образуют острый угол к оси z , по величине совпадающий с вышеуказанной вершиной треугольника.

Как видно из рис. 1, начальное состояние структурного ПП располагается ниже конечного. Вычисления показали, что в пределе $N \rightarrow \infty$ все поверхности асимптотически сходятся к одной плоскости, которая соответствует стационарному состоянию. Аналогичным образом ведут себя и графики распределений компонент тензора, описывающих краевую и винтовую дислокации (рис. 2, 3). При значениях момента кручения, когда все три ПП находятся в этих плоскостях, как указывалось выше, весь объем образца находится в аморфном состоянии с сохранением только ближнего порядка.

Представляет интерес исследование скорости изменения дислокаций как функции от деформации. Выражение для такой скорости имеет вид [18]:

$$\frac{d\varphi_i}{dq} = \frac{\partial \varphi_i}{\partial q} + \frac{\partial \varphi_i}{\partial t} \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)^{-1}. \quad (10)$$

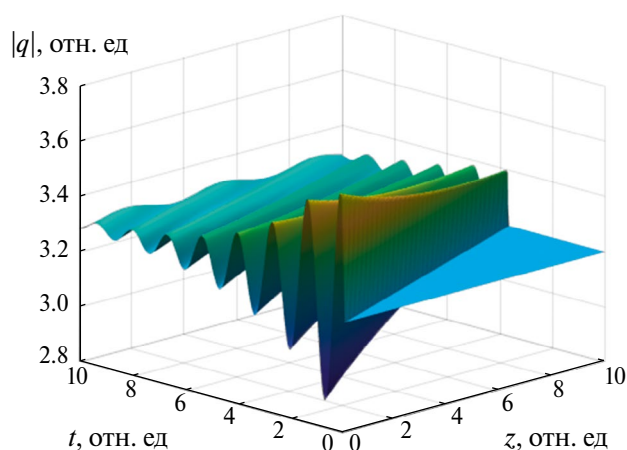


Рис. 1. Пространственно-временное распределение волны переключения.

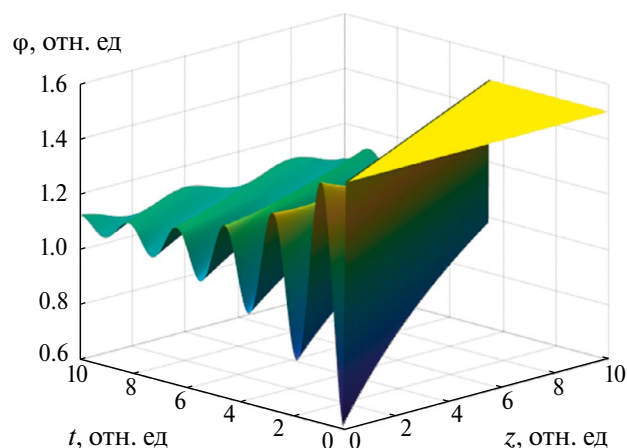


Рис. 2. Пространственно-временное распределение плотности краевых дислокаций.

Результаты вычислений приведены на рис. 4 и 5. Видно, что график соответствующих зависимостей распадается на несколько ветвей, каждая пара из которых имеет асимптотой вертикальную плоскость, т.е. в каждой точке образца в определенные моменты времени имеет место расхожимость и изменение знака скорости изменения компонент тензора (4), которые определяют соответствующую плотность дислокаций. Эти расхожимости совпадают с экстремумами на графике распределения структурного ПП (рис. 1). На каждой из плоскостей имеются линии нулевой скорости изменения плотности, которая является, согласно третьему достаточному условию экстремума и перегиба, также и линией перегиба графика. Такое поведение графика свидетельствует о том, что вместе с кинком по образцу распространяются две волны упрочнения. Максимумы обеих волн находятся на линиях, соответствующих нулевой

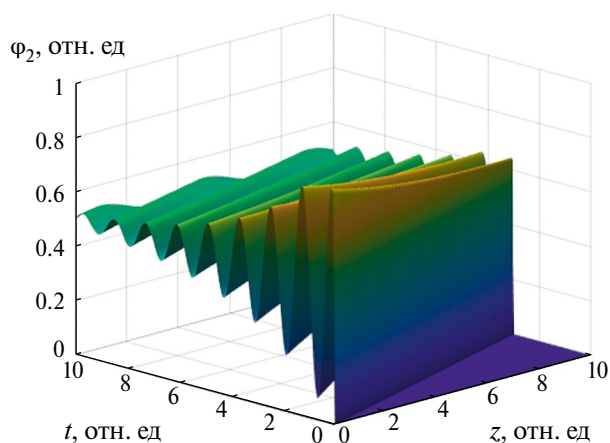


Рис. 3. Пространственно-временное распределение плотности винтовых дислокаций.

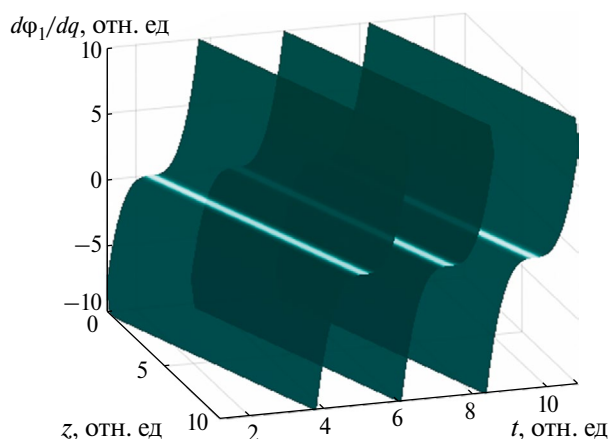


Рис. 4. Пространственно-временное распределение скорости рождения и уничтожения краевых дислокаций.

скорости рождения дислокаций. Таким образом, в любой точке образца при прохождении кинка идет циклический процесс упрочнения, обусловленный движением краевых дислокаций, а затем разупрочнения. Необходимо отметить, что имеет место полная синхронизация поведения двух ПП — структурного и краевой дислокации. Для структурного ПП и винтовой дислокации отмечается только частичная синхронизация, что обусловлено дополнительным влиянием крутящего момента и вызывает различное поведение скоростей в начальные моменты времени (рис. 4, 5). Это обстоятельство обуславливает другой характер поведения волны упрочнения, обусловленной движением винтовых дислокаций. В начальный момент времени растет скорость рождения, т.е. идет процесс разупрочнения, переходящий в упрочнение после перехода на следующую ветвь гра-

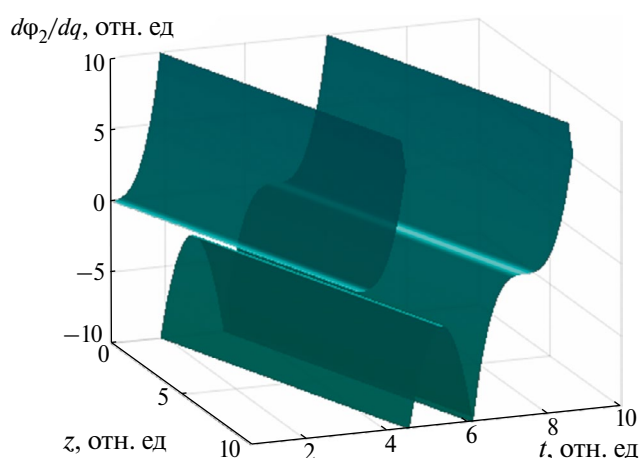


Рис. 5. Пространственно-временное распределение скорости рождения и уничтожения винтовых дислокаций.

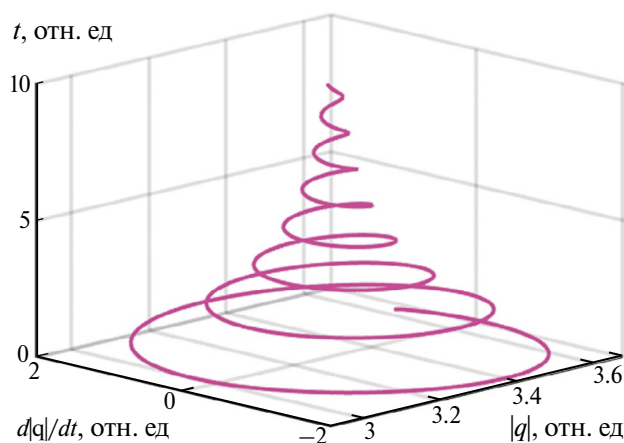


Рис. 6. Фазовый портрет распространения структурного параметра порядка.

фика функции скорости (рис. 5), причем максимумы прочности, обусловленные двумя видами дислокаций, не совпадают. Однако изменение характера процесса происходит синхронно в областях экстремумов структурного ПП.

На рис. 6 представлен трехмерный фазовый портрет эволюции кинка вдоль образца во времени при некотором значении угла поворота плунжера. График представляет собой закручивающуюся спиральную структуру с постоянно уменьшающимся радиусом вращения в плоскостях, параллельных $\left(q, \frac{dq}{dt}, 0\right)$. Видно, что спираль по времени вырождается в прямую линию, это свидетельствует об устойчивости прохождения кинка. При наложении большего числа оборотов спиральная структура растягивается, увеличиваются скорость затухания и расстояние между витками. Следовательно, при любом числе оборотов процесс распространения кинка является устойчивым. Аналогичным образом ведут себя фазовые портреты дислокационных ПП. Здесь также по истечении некоторого периода времени спиральная структура вырождается в прямую линию. Все вышесказанное свидетельствует об устойчивости всех составляющих кинка.

ВЫВОДЫ

1. Переход из начального в конечное состояние имеет колебательный характер, что свидетельствует о неустойчивости системы в процессе перехода.
2. Имеет место полная синхронизация колебания структурного ПП и скорости изменения плотности краевых дислокаций при осуществлении перехода.
3. Установлено, что процесс деформации сопровождается циклическим изменением прочности материала, вызванным движением дислокаций. Несовпадение локальных экстремумов прочности для краевых и винтовых дислокаций свидетельствует о различиях в механизмах, посредством которых они воздействуют на свойства материала.
4. Модель, построенная на базе системы уравнений Ландау–Халатникова и включающая взаимодействие структурных и дислокационных процессов, демонстрирует хорошее качественное согласие с экспериментальными данными и открывает возможности для прогнозирования поведения материалов в условиях интенсивных пластических деформаций при контролируемых условиях.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ по теме НИР “Формирование объемных и пленочных наноструктурированных материалов при интенсивных внешних воздействиях”. (FREZ-2026-0005.) для ФГБНУ “Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина”, а также в рамках госзадания для ИФТТ РАН.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шаповалов А.В., Краснобаева Л.А. // Солитоны уравнения синус-Гордона. Томск: ТГУ, 2009. <http://vital.lib.tsu.ru/vital/access/manager/Repository/vtls:000392302>
2. Shnir Y. // Symmetry. 2021. V. 13. P. 284. <https://doi.org/10.3390/sym13020284>
3. Oles K., Romanczukiewicz T., Wereszczynski A. // Phys. Rev. D. 2022. V. 106. P. 105027. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.105027>
4. Делев В.А. // Многофазные системы. 2020. Т. 15. № 3–4. С. 201. <https://doi.org/10.21662/mfs2020.3.130>
5. Kevrekidis P.G., Cuevas-Maraver J. (Eds.) A Dynamical Perspective on the ϕ^4 Model. Springer, 2019. 311 p.
6. Dai Q. // Solitons & Fractals. 2023. V. 168. P. 113185. <https://doi.org/10.1016/j.chaos.2023.113185>
7. Екомасов Е.Г., Кудрявцев Р.В., Самсонов К.Ю., Назаров В.Н., Кабанов Д.К. // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2023. Т. 31. № 6. С. 693. <https://doi.org/10.18500/0869-6632-003069>
8. Кащеев В.Н. Автомодельные решения эволюционного уравнения диффузионного типа. Препринт ЛАФИ-098. Саласпилс, 1986. 21 с.
9. Кащеев В.Н. Кинки при структурных фазовых переходах в системах с многокомпонентным параметром порядка. Препринт ЛАФИ-107. Саласпилс, 1987. 22 с.
10. Закирьянов Ф.К., Хамзин С.Р., Юлмухаметов К.Р. // Вестник ЮУрГУ. 2009. № 10. С. 8.
11. Шабловский О.Н. // Вестник Гомельского Государственного Технического Университета им. П.О. Сухого. 2025. № 1. С. 5. <https://doi.org/10.62595/1819-5245-2025-1-5-14>
12. Шабловский О.Н. // Вестник ЮУрГУ. Серия “Математика. Механика. Физика”. 2020. Т. 12. № 4. С. 51. <https://doi.org/10.14529/mmph200406>
13. Заворотнев Ю.Д., Метлов Л.С., Томашевская Е.Ю. // Физика твердого тела. 2022. Т. 64. № 4. С. 462. <https://doi.org/10.21883/FTT.2022.04.52186.263>
14. Korneva A., Kilmametov A., Zavorotnev Y., Metlov L., Popova O., Baretzky B. // Materials Letters. 2021. V. 302. P. 130386. <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2021.130386>
15. Straumal B.B., Kilmametov A.R., Korneva A., Zieba P., Zavorotnev Y., Metlov L., Popova O., Baretzky B. // Crystals. 2021. V. 11. № 7. P. 766. <https://doi.org/10.3390/cryst11070766>
16. Straumal P., Zavorotnev Y., Metlov L., Popova O. // Materials. 2022. V. 15. № 19. P. 6970. <https://doi.org/10.3390/ma15196970>
17. Straumal B.B., Kilmametov A.R., Baretzky B., Kogtenkova O.A., Straumal P.B., Litynska-Dobrzynska L., Chulist R., Korneva A., Zieba P. // Acta Materialia. 2020. V. 195. P. 184. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2020.05.055>
18. Попов Л.Е., Конева Н.А., Тепеико И.В. // Деформационное упрочнение упорядоченных сплавов. М.: Металлургия, 1979. 256 с.
19. Wang Y.U., Jin Y.M., Cuitiño A.M., Khachatryan A.G. // Acta Materialia. 2001. V. 49. P. 1847. [https://doi.org/10.1016/S1359-6454\(01\)00075-1](https://doi.org/10.1016/S1359-6454(01)00075-1)
20. Zavorotnev Yu.D., Pashinskaya E.H., Varyukhin V.N., Popova O.Yu. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2014. V. 349. № 1. P. 244. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2013.08.061>
21. Courant R., Friedrichs K., Lewy H. // Mathematische Annalen. 1928. V. 100. № 1. P. 32. <https://doi.org/10.1007/BF01448839>

Evolution of Structural and Dislocation Order Parameters under Severe Plastic Deformation by High Pressure Torsion

O. A. Gladilin¹, Yu. D. Zavorotnev¹, G. C. Davdjan², B. B. Straumal^{2,*}, V. N. Varyukhin¹

¹*Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering, Donetsk, 283048 Russia*

²*Osipyan Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

**e-mail: straumal@issp.ac.ru*

This paper examines the propagation of a switching wave in two-component copper-based solid solutions subjected to severe plastic deformation under high-pressure torsion. Based on the Landau–Khalatnikov equations, a model is constructed that incorporates the interaction of structural and dislocation processes. It demonstrates good qualitative agreement with experimental data. It is shown that the propagation of the switching wave is oscillatory. It is established that the deformation process is accompanied by cyclic changes in the material's strength caused by dislocation movement. The kink-related behavior of the densities and rates of creation and annihilation of edge and screw dislocations was studied. The discrepancy between the local strength extremes for edge and screw dislocations indicates differences in the mechanisms by which they affect the material properties.

Keywords: high-pressure torsion, order parameter, nonequilibrium thermodynamic potential, kink, dislocation.