

**THE STRUCTURE OF DEFORMATION AUTOSOLITON FRONTS IN ROCKS AND GEOMEDIA****P.V. Makarov** , **I.Yu. Smolin** ✉, **V.A. Zimina** 

Tomsk State University, 36 Lenin Ave, Tomsk 634050, Russia  
Institute of Strength Physics and Materials Science, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 2/4 Akademicheskii Ave, Tomsk 634055, Russia

**ABSTRACT.** The paper describes numerical modeling of the generation and propagation of the fronts of moving deformation autosolitons in a loaded nonlinear strong medium. It presents solving a system of dynamic equations for solid mechanics, using an equation of state written in a relaxation form that takes into account both an overload of the solid medium and subsequent stress relaxation. The structure of a deformation autosoliton front is investigated in detail. It is shown that the front of a deformation autosoliton that is moving in an elastoplastic medium is a shear band (i.e. a narrow zone of intense shearing strain), which is oriented in the direction of maximum shear stress. Consecutive formation of such shear bands can be viewed as deformation autosoliton perturbations propagating along the axis of loading (compression or extension). A fine structure of a deformation autosoliton front is revealed. It is shown that slow autosoliton dynamics is an integral component of any deformation process, including the seismic process, in any solid medium. In contrast to fast autosoliton dynamics (when the velocities of stress waves are equal to the speed of sound), slow deformation autosoliton perturbations propagate at velocities 5–7 orders of magnitude lower than the velocities of sound. Considering the geomedium, it should be noted that slow dynamics plays a significant role in creating deformation patterns of the crust elements.

**KEYWORDS:** slow deformation waves; autosolitons; numerical modeling; active dissipation medium

**FUNDING:** The study was carried out with the financial support of the Russian Science Foundation Project 19-17-00122.

**RESEARCH ARTICLE**

**Correspondence:** Igor Yu. Smolin, [smolin@ispm.su.ru](mailto:smolin@ispm.su.ru)

Received: August 6, 2020  
Revised: September 2, 2020  
Accepted: September 14, 2020

**FOR CITATION:** Makarov P.V., Smolin I.Yu., Zimina V.A., 2021. The structure of deformation autosoliton fronts in rocks and geomedia. *Geodynamics & Tectonophysics* 12 (1), 100–111. doi:10.5800/GT-2021-12-1-0515

## СТРУКТУРА ФРОНТА ДЕФОРМАЦИОННЫХ АВТОСОЛИТОНОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ И ГЕОСРЕДАХ

П.В. Макаров, И.Ю. Смолин, В.А. Зими́на

Томский государственный университет, 634050 Томск, пр-т Ленина, 36, Россия

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр-т Академический, 2/4, Россия

**АННОТАЦИЯ.** Численно изучен процесс генерации и распространения фронтов бегущих деформационных автосолитонов в нелинейной прочной нагружаемой среде. Решалась система динамических уравнений механики деформируемого твердого тела с уравнением состояния, записанным в релаксационной форме, обеспечивающим как перегрузку прочной среды, так и последующую релаксацию напряжений. Подробно исследована структура фронта деформационного автосолитона. Показано, что фронт бегущего в упругопластической среде деформационного автосолитона представляет собой полосу локализованного сдвига, которая ориентирована по направлению максимальных касательных напряжений. Процесс последовательного формирования таких полос локализованных сдвигов и представляет собой деформационное автосолитонное возмущение, которое распространяется вдоль оси нагружения (сжатия либо растяжения). Выявлена тонкая структура фронтов деформационных автосолитонов. Показано, что медленная автосолитонная динамика является неотъемлемой частью любого процесса деформирования любой прочной среды, в том числе и сейсмического. В отличие от быстрой динамики, для которой скорости волн напряжений равны скоростям звука, медленные деформационные автосолитонные возмущения распространяются со скоростями на 5–7 порядков ниже скорости звука. Для случая деформирования геосреды именно медленная динамика играет заметную роль в формировании наблюдаемой деформационной картины элементов земной коры.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** медленные деформационные волны; автосолитоны; численное моделирование; активная диссипативная среда

**ФИНАНСИРОВАНИЕ:** Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект № 19-17-00122).

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Неупругое деформирование прочных сред в ряде случаев сопровождается явлениями медленной динамики – деформационными возмущениями, которые распространяются со скоростями на несколько порядков меньше скорости звука. Классический пример такого вида явлений в металлах – фронты Людерса в малоуглеродистой стали [Hall, 1970; McLean, 1962]. В земной коре это явления миграции сейсмических активизаций, которые распространяются с малыми скоростями (1–100 км/год) вдоль разломов. Зарегистрированы также межразломные деформационные автоволны [Bykov, 2018; Kuz'min, 2012]. И если относительно фронтов Людерса достигнуто общее понимание физической природы этого явления как автоволнового процесса, то физическая природа медленных деформационных возмущений в земной коре до сих пор вызывает споры.

По мнению В.Г. Быкова [Bykov, 2018, с. 722], «теоретическое открытие деформационных волн Земли – одно из наиболее важных событий в геофизике последней трети XX века... В перспективе концепция деформационных волн Земли может кардинально изменить существующие представления о сейсмическом процессе».

Первоначально это явление рассматривалось как обычные, но чрезвычайно медленные деформационные волны, которым приписывались длина и частота [Gol'din et al., 2002]. Однако регистрация времени прохождения и скоростей таких медленных деформационных

возмущений выявила массу противоречий [Bykov, 2018; Gol'din et al., 2002; Kuz'min, 2012]. Стало очевидным, что это явление нельзя рассматривать как обычный волновой процесс. Была сформулирована гипотеза об автоволновой природе этого явления [Bott, Dean, 1973; Kuz'min, 2012], в качестве математической модели предложено было параболическое уравнение, что позволяет рассматривать наблюдаемые явления как процесс диффузии. Особое место в дискуссии по этой тематике занял вопрос о генерации в элементах земной коры подобных медленных деформационных возмущений. Были предложены десятки разнообразных модельных соображений, в целом связанных с процессами плитной тектоники и взаимодействиями на границах элементов земной коры. Во всех подобных модельных представлениях обосновывалось неоднородное параболическое уравнение:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = D \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + F(U, x), \quad (1)$$

где  $U$  – смещение в зоне разлома, а вид нелинейного члена  $F(U, x)$  и коэффициент диффузии  $D$  определяются как геометрией, так и деформационными свойствами геосреды, а также взаимодействиями на контактах [Bott, Dean, 1973; Bykov, 2005; Kuz'min, 2012; Majewski, 2006; Savage, 1971]. Анализ предложенных модельных представлений, приводящих как к различным вариантам уравнения (1) с вариациями для вида  $F(U, x)$ ,

так и к его двумерным аналогам, обсужден в работе В.Г. Быкова [Bykov, 2018]. На этом этапе было достигнуто понимание, что медленные деформационные возмущения в геосреде как в нелинейной динамической системе можно рассматривать как процесс самоорганизации, развивающийся под воздействием соседних плит или блоков на ее границах – в зонах разломов. Автоволновая концепция в целом соответствовала этому пониманию.

Независимо была сформулирована идея о солитонной природе этих деформационных возмущений [Bykov, 1996, 2015; Nikolaevsky, 1995], которая также обосновывалась факторами генерации возмущений – солитонов – на границах элементов земной коры [Bykov, 2018]. В качестве базового уравнения, описывающего медленные деформационные возмущения как солитоны, было предложено уравнение синус-Гордона и его различные модификации [Bykov, 2014, 2018; Nikolaevsky, 1995]. Однако обосновать это уравнение для упругопластической среды не удалось, что отмечено и в работах одного из авторов этой гипотезы [Bykov, 2018]. Сразу заметим, что, на наш взгляд [Makarov, Peryshkin, 2017], эта гипотеза является ошибочной по следующим причинам. Солитоны, как уединенные возмущения, могут быть сгенерированы в консервативных средах. Скорости их распространения обычно велики, на многие порядки выше скоростей наблюдаемых деформационных возмущений в геосредах. Все свойства солитонов (амплитуда, скорость, длительность) полностью определяются воздействиями на границах. Геосреда представляет собой не консервативную, а активную и диссипативную среду. До сих пор ни одно из проявлений медленных деформационных возмущений не удалось связать с характером воздействий на границах. Отмечено только, что в сейсмоактивных регионах перед землетрясениями, когда элементы геосреды находятся в неравновесном предкритическом состоянии, количество и амплитуды этих возмущений существенно увеличиваются, а после землетрясения – существенно уменьшаются [Bornyakov et al., 2017].

В работах П.В. Макарова [Makarov et al., 2018; Makarov, Peryshkin, 2017] была выдвинута гипотеза, что как сами медленные деформационные возмущения, так и разломы по своей физической природе являются автосолитонами – бегущими и статическими соответственно. Эта идея полностью согласуется с автоволновой гипотезой, так как автоволна является простейшим автосолитоном. Более того, все свойства автосолитонов, которые могут быть сгенерированы в нагружаемых, т.е. в активных (неконсервативных), средах, полностью определяются нелинейными свойствами среды, в которой они сгенерированы, и никак не зависят от воздействий на границах [Kerner, Osipov, 1989]. Воздействия на границах нагруженной геосреды необходимы, чтобы только спровоцировать потерю устойчивости среды и формирование в ней автосолитонного возмущения. Развита к настоящему времени теория автосолитонов рассматривает их генерацию как процесс

самоорганизации. Динамика автосолитонных возмущений традиционно описывается системами уравнений переноса, например двумя уравнениями типа (1) для ингибитора  $\alpha$  и активатора  $\beta$ . Известно, что достаточно двух таких уравнений, чтобы изучить практически все возможные типы автосолитонов [Kerner, Osipov, 1994]. Как показано в работе [Makarov, Peryshkin, 2019], в прочной деформируемой среде в качестве активатора  $\beta$  будут выступать напряжения  $\sigma$ , а ингибитора  $\alpha$  – неупругие деформации  $\varepsilon$ , связь  $F(\sigma, \varepsilon)=0$  – уравнение состояния – определит как параметры автосолитонов, так и саму возможность генерации в упругопластической среде автосолитонных возмущений. Очевидным и простейшим видом автосолитона будет автоволна переключения активной нагруженной среды из упругого состояния в пластическое. Например, фронт Людерса – это бегущий автосолитон, а процесс возникновения и развития областей (полос) локализованной деформации есть процесс генерации и эволюции статического автосолитона. Примером статических автосолитонов в геосреде являются разломы, представляющие собой геологические объекты с более низкими, чем окружающая среда, механическими характеристиками. В случае активного деформационного процесса медленная деформационная автосолитонная динамика развивается на фоне более быстрого процесса активного деформирования. Так как звуковые скорости волн напряжений на 5–7 порядков выше скоростей деформационных автосолитонов, их одновременное описание затруднительно из-за ограничений вычислительных возможностей.

В работах [Makarov et al., 2018; Makarov, Peryshkin, 2017] показано, что, если увеличить скорость медленной автосолитонной динамики на несколько порядков, то можно ее изучать на фоне изменяющегося напряженно-деформированного состояния, определяемого более быстрыми динамическими процессами – звуковыми волнами напряжений при активном нагружении за приемлемое время расчетного процесса. Именно такая постановка является наиболее корректной, так как медленная динамика полностью определяется сложившимся уровнем напряженно-деформированного состояния и его близостью к критическому состоянию – упругопластическому переходу. В этом случае необходимо численно решать систему уравнений механики деформируемого твердого тела (МДТТ) с соответствующим уравнением состояния. Оказалось, что медленная динамика реализуется в расчетах как распространение с малыми скоростями локализованных фронтов возмущений скорости неупругой деформации в нагруженной активной среде. Однако при попытках одновременно моделирования как звуковых волн, так и медленных возмущений возникают сложности чисто технического характера. Так как скорости реальных медленных деформационных возмущений на 5–7 порядков меньше скоростей звука, при одном пробеге по образцу медленного деформационного возмущения звуковые волны напряжений пробегут по образцу  $10^5$ – $10^7$  раз.

Подобный прямой расчет совместного распространения этих возмущений становится невозможным из-за ограничений вычислительной мощности электронно-вычислительных машин. Необходимо сократить время расчетов на 3–5 порядков. При сжатии физического времени на 3–5 порядков, путем увеличения скорости нагружения образца, на 3–5 порядков соответственно увеличиваются и скорости автосолионов. При этом за время одного пробега медленного возмущения по среде упругие волны напряжений (их скорости остаются неизменными) пробегут по образцу от нескольких сотен до нескольких тысяч раз, внося соответствующие изменения в общий напряженно-деформационный фон и выполняя функцию информационного обмена. Последнее обстоятельство является необходимым условием самоорганизации и генерации в нагружаемом образце медленных автосолионных структур. Такой прием сжатия физического времени позволяет на 3–4 порядка сократить время расчетов и выполнить моделирование за приемлемое время. С учетом эмпирического факта пропорциональности наблюдаемых медленных автосолионных возмущений скорости нагружения на границе [Danilov et al., 2017] этот прием не вносит искажений в наблюдаемую физическую картину.

В работах [Balokhonov et al., 2013; Makarov et al., 2018; Makarov, Peryshkin, 2017] показано, что медленные деформационные возмущения можно получить в решениях системы уравнений МДТТ, либо дополняя ее методологией клеточных автоматов для описания перехода среды из упругого состояния в пластическое, либо задавая локальную упругую перегрузку среды с ее переходом в пластическое состояние и с последующей релаксацией напряжений. Существуют и другие модели отклика среды, позволяющие моделировать распространение деформационных возмущений типа фронтов Людерса или эффекта Портевена – Ле Шателье [De Borst, 2001; Makarov, Eremin, 2014; Mikushina, Smolin, 2019].

Данная работа посвящена численному исследованию механизмов формирования и распространения медленного деформационного автосолионного фронта, изучению структуры автосолионного возмущения и его связи с локальными деформационными процессами неупругой природы.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОПИСАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И МЕТОДА РЕШЕНИЯ

Для описания процессов генерации и распространения медленных деформационных возмущений в данной работе применялась модель, объединяющая в себе подход механики деформируемого твердого тела и определяющие соотношения, описывающие возможную упругую перегрузку среды выше предела текучести или прочности импульсным воздействием на границе, последующий переход среды в пластическое состояние в этой локальной области и релаксацию напряжений за порогом текучести с последующим деформационным упрочнением (рис. 1, а). Это общая методика,

которая позволяет моделировать процессы генерации автосолионного возмущения в упругопластической среде, в том числе и в геосредах.

В этом случае полная математическая модель содержит фундаментальные уравнения механики сплошных сред (2)–(5), разделение тензора напряжений на шаровую и девиаторную часть (6) и определяющие уравнения упругопластической среды, в данном случае в форме изотропной гипопругости (7)–(8), теории пластического течения с критерием текучести Мизеса (9)–(10) и специфической функцией разупрочнения и упрочнения (11):

$$\rho_0 V_0 = \rho V, \quad (2)$$

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x^j}, \quad (3)$$

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x^j} + \frac{\partial v_j}{\partial x^i} \right), \quad (4)$$

$$\dot{\omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x^j} - \frac{\partial v_j}{\partial x^i} \right), \quad (5)$$

$$\dot{\sigma}_{ij} = -P \delta_{ij} + \dot{s}_{ij}, \quad (6)$$

$$\dot{P} = -K \dot{\epsilon}_{ii}, \quad (7)$$

$$\dot{s}_{ij} = 2G \left[ \left( \dot{\epsilon}_{ij}^T - \dot{\epsilon}_{ij}^P \right) - \frac{1}{3} \dot{\epsilon}_{ii} \delta_{ij} \right] - s_{ik} \dot{\omega}_{kj} + s_{kj} \dot{\omega}_{ik}, \quad (8)$$

$$\text{когда, } \dot{\epsilon}_{ij}^P = \frac{\partial f(\sigma_{ij})}{\partial \sigma_{ij}} = \lambda \dot{\sigma}_{ij}, \quad f(\sigma_{ij}) \geq 0, \quad (9)$$

$$\text{где } f(\sigma_{ij}) = \sqrt{J_2} - Y = \sqrt{\frac{1}{2} S_{ij} S_{ij}} - Y, \quad (10)$$

$$Y = \begin{cases} S - \epsilon^p \frac{S-s}{e}, & \text{если } 0 < \epsilon^p < e \\ s + h(\epsilon^p - e), & \text{если } \epsilon^p > e \end{cases}, \quad (11)$$

где  $\rho_0$  – начальное значение плотности,  $V_0$  – начальный элементарный объем,  $\rho$  – текущее значение плотности материала,  $V$  – текущий элементарный объем,  $v_i$  – компоненты вектора скорости,  $\sigma_{ij}$  – компоненты тензора напряжения,  $\dot{\epsilon}_{ij}$  – компоненты тензора скорости деформации,  $\dot{\omega}_{ij}$  – компоненты тензора скорости вращения,  $P = -\frac{1}{3} \sigma_{ii}$  – давление,  $K$  – объемный модуль упругости,  $\dot{\epsilon}_{ii}$  – скорость объемной деформации,  $S_{ij}$  – компоненты девиатора тензора напряжений,  $G$  – модуль сдвига,  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера,  $\dot{\epsilon}_{ij}^T \equiv \dot{\epsilon}_{ij}$  – компоненты тензора скорости полной деформации ( $\dot{\epsilon}_{ij}^T = \dot{\epsilon}_{ij}^e + \dot{\epsilon}_{ij}^p$ , где  $\dot{\epsilon}_{ij}^e$  – компоненты тензора скорости упругой деформации,  $\dot{\epsilon}_{ij}^p$  – компоненты тензора скорости неупругой деформации),  $s_{ik} \dot{\omega}_{kj} + s_{kj} \dot{\omega}_{ik}$  – поправка на поворот, которая возникает при использовании коротационной производной Яуманна к тензору напряжений, точка над символом означает материальную производную по времени,  $f(\sigma_{ij})$  – условие текучести Мизеса,  $Y$  – предел текучести,  $J_2$  – второй инвариант девиатора тензора напряжений,  $\lambda$  – пластический множитель,  $S$  – верхний предел текучести,  $s$  – нижний предел текучести, параметр  $e$  характеризует наклон разупрочнения (релаксацию

напряжений),  $h$  – коэффициент (модуль) деформационного упрочнения,  $\varepsilon^p = \sqrt{\frac{2}{3} e_{ij} e_{ij}}$  – интенсивность пластической деформации, где  $e_{ij}$  – компоненты девиатора тензора деформаций.

Описание упругого поведения среды в гипотупругом виде (в скоростях) позволяет реализовать нелинейное деформационное поведение. Ключевой особенностью модели пластичности в излагаемом подходе является особая форма упрочнения и разупрочнения (11). Учет не только упрочнения, но и разупрочнения, а значит релаксации напряжений, позволяет воспроизвести генерирование автоволны в рамках нелинейных диссипативных моделей сред. Самоорганизованный переход среды из упругого состояния в пластическое в виде автосолитона, распространяющегося по среде, обусловлен неустойчивостью механического поведения среды с таким видом реологического отклика – перегрузкой среды до неустойчивого состояния  $S$  и последующей релаксацией напряжений до состояния  $s$ . Именно параметры  $S$  и  $s$ , а также скорость релаксации напряжений от состояния  $S$  до состояния  $s$ , определяемая скоростью накопления в конкретной среде деформационных дефектов и/или повреждений, обуславливают все свойства деформационного автосолитонного возмущения.

Общий вид кривой напряжение – деформация, реализующей указанную модель пластичности, представлен на рис. 1, а. На рисунке показаны параметры, которые характеризуют эту кривую, а также нелинейность модели пластичности. Это верхний предел текучести  $S$ , нижний предел текучести  $s$ , неупругая деформация  $e$ , характеризующая наклон разупрочнения (скорость релаксации напряжений), и коэффициент деформационного упрочнения  $h$ . Мы приняли в наших расчетах  $S$  фиксированным (не меняли его значение). Таким образом, в дальнейшем последние три параметра –  $s$ ,  $e$ , и  $h$  – будут называться реологическими параметрами. Эти параметры вместе со скоростью нагружения определяют также скорость автосолитонного возмущения. Структуру фронта автосолитонного возмущения изучим для

малого образца, что никак не повлияет на общность полученных результатов.

Для выполнения численного моделирования была использована конечно-разностная схема М.Л. Уилкинса [Wilkins, 1999]. Конечно-разностная сеточная модель для двумерных расчетов одноосного растяжения плоского образца приведена на рис. 1, б. Длина и толщина узкой части образца составляют 10 и 2 см соответственно. Свойства модельного материала были приняты следующие: плотность  $2.7 \text{ г/см}^3$ , объемный модуль  $72.8 \text{ ГПа}$ , модуль сдвига  $27.7 \text{ ГПа}$ ,  $S=300 \text{ МПа}$ . Для изучения влияния реологических параметров на свойства сгенерированного автосолитона их значения варьировались в следующих диапазонах:  $s=(250;260;270;280;290) \text{ МПа}$ ,  $e=(0.5;1.0;1.5;2.0;2.5) \times 10^{-3}$ ,  $h=(30;40;50;60;70) \text{ ГПа}$ .

Растягивающая нагрузка задавалась путем приложения горизонтальной скорости  $1 \text{ м/с}$  в узлах с обеих боковых сторон образца. Эта модельная скорость нагружения существенно выше скорости нагружения образцов в лабораторных экспериментах [Zuev et al., 2008] и скоростей нагружения геосреды. Поскольку мы рассматриваем случай нечувствительных к скорости нагружения сред, это не повлияет на выявленные при моделировании особенности формирования и структуру автосолитонного возмущения, но позволит провести расчеты с меньшими вычислительными затратами.

Форма образца определяет области концентрации напряжений в зонах его сужения, что позволяет ожидать возникновения пластических деформаций в этих местах и генерации деформационного автосолитона. В простейшем случае это будет автоволна переключения из упругого состояния в пластическое.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В процессе нагружения среды можно выделить несколько этапов деформационного поведения образцов. В результате приложения нагрузки в среде накапливаются напряжения, и в некоторый момент времени нагруженная среда приближается к состоянию, близкому

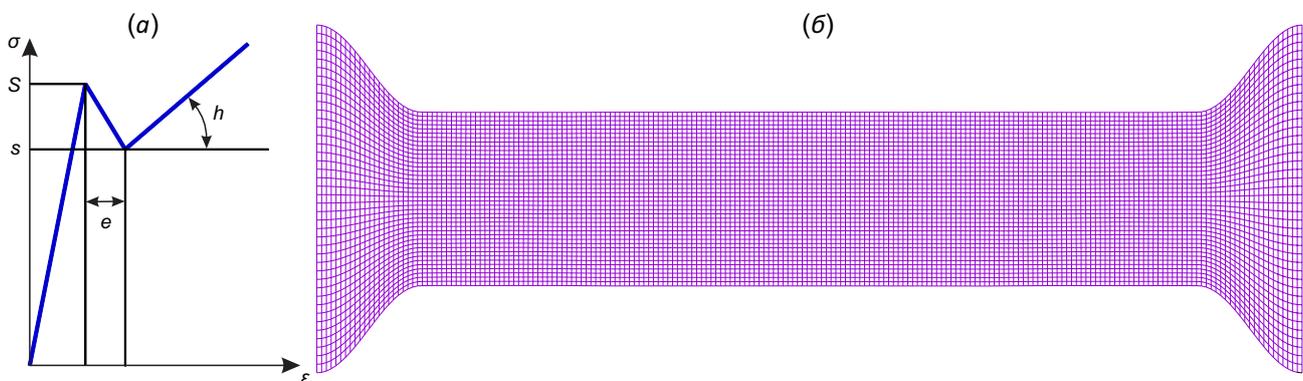


Рис. 1. Схема локальной кривой напряжение – деформация (а) и образец среды в виде лопатки с концентраторами напряжений в областях сужения с расчетной сеткой (б).

Fig. 1. Local stress vs strain curve (a); "dog bone"-shaped specimen of the medium with the stress concentrators in "bottle-neck" areas, and a calculation grid (b).

к упругопластическому переходу. В этом случае небольшие воздействия на границе приводят к потере средней сдвиговой устойчивости в локальной области (в приведенном на рис. 2 модельном примере – в области концентраторов напряжений вблизи захватов) и к формированию деформационного автосолитона. В случае реальной геосреды концентраторами напряжений будут выступать как существенные макроскопические неоднородности геосреды, так и области разломов. Этот процесс локальной потери сдвиговой устойчивости можно трактовать как первый этап – этап формирования фронта деформационного автосолитона. Он распространяется от концентраторов напряжения к противоположной стороне образца по ширине, пересекая образец в направлениях максимальных касательных напряжений под углом приблизительно 45° к оси нагружения образца. Под образцом в данном контексте мы имеем в виду также любой элемент (блок) геосреды, на границе которого произошла потеря сдвиговой устойчивости и сформировалось автосолитонное возмущение. В приведенных тестовых расчетах средняя скорость распространения локального возмущения скорости пластической деформации от концентраторов напряжений изменяется от 1400 до 2800 м/с. В зависимости от того, где раньше произошел переход в пластическое состояние и какие значения принимают реологические параметры, наблюдаются разные формы зоны локализации пластической деформации (рис. 3). Несмотря на симметричную форму образца, разнообразие возможных комбинаций картин локализации деформаций обусловлено, очевидно, цифровыми флуктуациями в расчетах и высокой чувствительностью к ним нелинейной модели материала.

В дальнейшем сформировавшийся автосолитон локализованной скорости пластической деформации распространяется вдоль образца. Так как на фоне медленной динамики по образцу многократно пробегают волны напряжений, движущиеся со скоростью звука, в том числе волны разгрузки от свободных боковых поверхностей, эти звуковые возмущения напряжений, с одной стороны, перераспределяют напряжения в среде, а с другой – обеспечивают информационный обмен, влияя на характер движения фронтов. Поскольку мы нагружаем образец на правом и левом конце одинаково, мы вправе ожидать симметричные картины фронтов локализованной деформации. Однако незначительные возмущения приводят к тому, что в какой-либо точке упругопластический переход произойдет хотя бы на один временной шаг раньше. Начавшаяся релаксация

напряжений приводит к нарушению симметрии и формированию различных конфигураций фронтов, в том числе и к различию скоростей движения (рис. 4), т.е. в формирование разных картин также вносят свой вклад цифровые флуктуации и высокая чувствительность к ним нелинейной модели материала. Часто можно наблюдать, что, например, правый фронт движется, а левый стоит, или же попеременное движение то левого, то правого фронта.

Анализируя распределение неупругих деформаций в образцах с различными значениями реологических параметров, можно отметить, что в целом движение фронтов пластической деформации не является стационарным. Это видно на рис. 4, г (третья и четвертая картины). Наиболее наглядно эта особенность отмечается на пространственно-временном распределении скоростей неупругих деформации вдоль срединной линии образца (рис. 5).

Принципиально важным является следующий факт. Наблюдаемые деформационные фронты представляют собой импульсы (всплески) скорости неупругой деформации, которые распространяются по образцу, переводя среду перед импульсом из упругого состояния в пластическое за импульсом (рис. 6). За фронтом остается след в виде пластически деформированного материала:  $\delta \epsilon^p = \dot{\epsilon}^p \delta t$ . Здесь  $\delta t$  – продолжительность импульса скорости деформации.

Оказалось, что изменение реологических параметров в заданных диапазонах оказывает различное влияние на поведение медленных деформационных автосолитонов. Так, уменьшение величины деформации

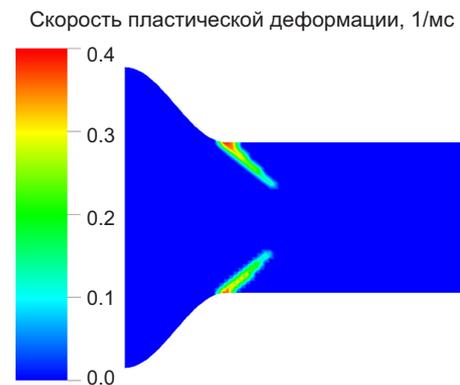


Рис. 2. Формирование деформационного автосолитона в местах концентрации напряжений.

Fig. 2. Formation of a deformation autosoliton in the areas of stress concentration.

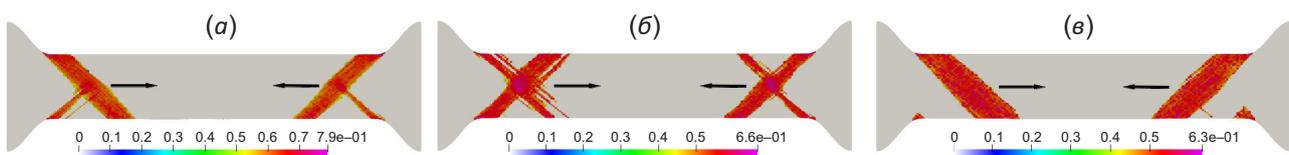
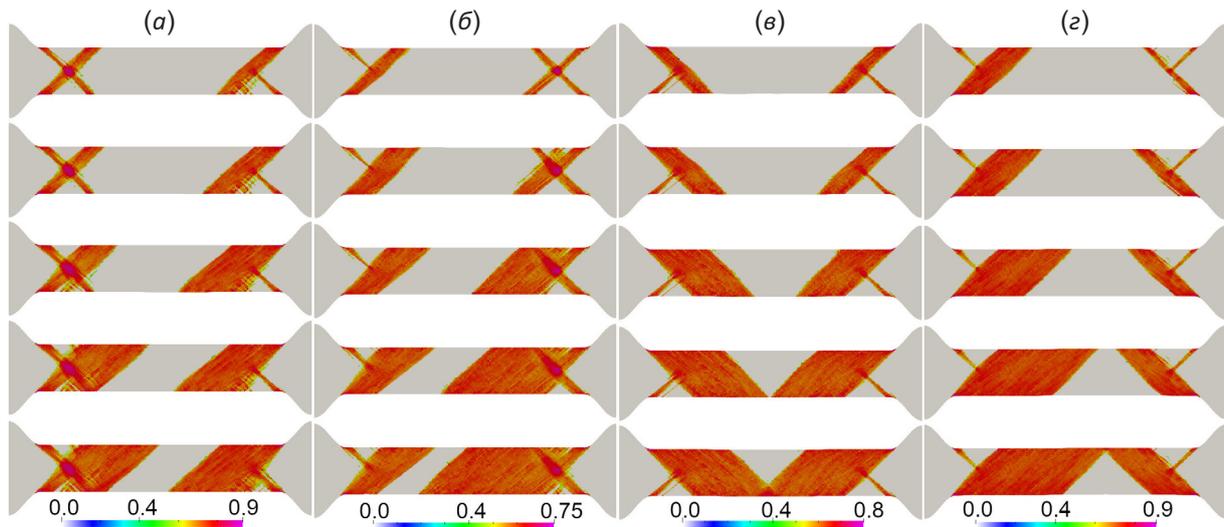


Рис. 3. Картины распределения интенсивностей пластической деформации в образце на начальном этапе.

Fig. 3. Distribution patterns of plastic strain intensity in the specimen at the initial stage.

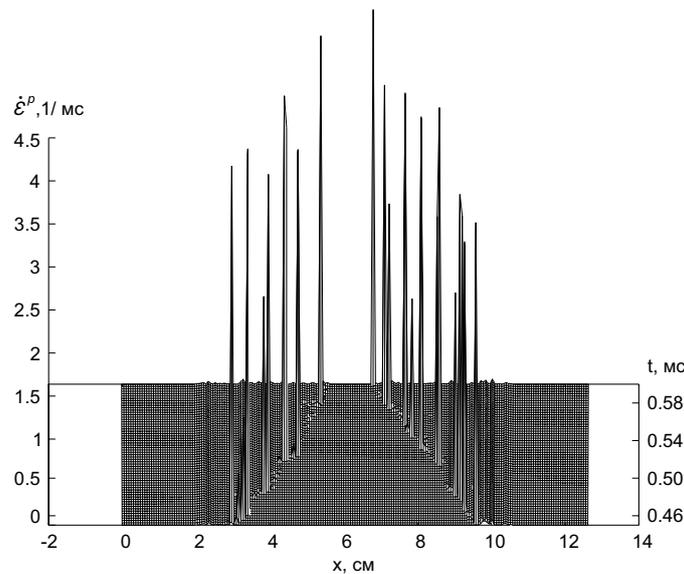


**Рис. 4.** Последовательные картины распределения интенсивностей пластической деформации в образце, соответствующие различным конфигурациям фронтов и скоростям их движения.

(а) – несимметричная форма и равные скорости, (б) – несимметричная форма и разные скорости, (в) – симметричная форма и равные скорости, (г) – симметричная форма и разные скорости.

**Fig. 4.** Consecutive distribution patterns of plastic strain intensity in the specimen, which correspond to different shapes and velocities of fronts.

(а) – nonsymmetrical shape and equal velocities, (б) – nonsymmetrical shape and different velocities, (в) – symmetrical shape and equal velocities, (г) – symmetrical shape and different velocities.



**Рис. 5.** Пространственно-временное распространение фронтов скоростей деформации вдоль срединной линии образца.

**Fig. 5.** Spatio-temporal propagation of the strain rate fronts along the median line of the specimen.

разупрочнения  $e$ , а также увеличение параметра упрочнения  $h$  приводят к увеличению скорости деформационной автоволны. В целом величина скорости распространения автосолитона вдоль образца в данных тестовых расчетах изменялась в диапазоне от 200 до 600 м/с и при заданных параметрах в тестовых расчетах в 200–600 раз превышает приложенную скорость растяжения на границах образца. В других расчетах скорость модельного автосолитонного возмущения составляла 20–100 м/с, а коэффициент превышения скорости

автоволны над скоростью нагружения варьировался в диапазоне 20–100 в зависимости от параметров модели среды  $(S, s, e)$  [Makarov, Peryshkin, 2017; Makarov et al., 2018]. Таким образом, численный эксперимент, представленный как в настоящей работе, так и в предыдущих исследованиях авторов, показал, что изменением реологических параметров модели среды можно управлять отношением скорости автосолитонного возмущения к скорости нагружения в широких пределах и практически охватить весь спектр скоростей возможных

деформационных автосолиitonных возмущений, включая автосолиитоны в геосредах.

Имеющиеся к настоящему времени наблюдения дают возможность измерить только характерные скорости и амплитуды медленных деформационных возмущений, они оцениваются в 1–100 км/год или  $3.17 \times (10^{-5} - 10^{-3})$  м/с [Bykov, 2015; Kuz'min, 2012]. Есть также надежные свидетельства о более быстрых деформационных возмущениях в разломах, скорости которых оцениваются в 1–10 км/сут [Bykov, 2005]. Эти медленные деформационные возмущения однозначно связываются с наблюдаемыми сейсмическими активизациями. Однако нет данных, какие именно скорости смещений элементов земной коры привели к тому или иному автосолиitonному возмущению.

Так как деформационное автосолиitonное возмущение представляет собой распространение по образцу импульса неупругой (т.е. необратимой) деформации, за ним остается след в виде остаточной пластической

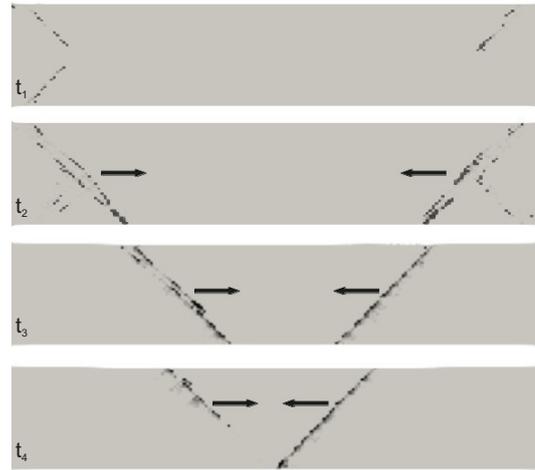


Рис. 6. Хронограмма распределений интенсивности скоростей неупругой деформации  $\dot{\epsilon}^P$  в образце.

Fig. 6. Chronogram of distribution patterns of inelastic strain rate intensity  $\dot{\epsilon}^P$  in the specimen.

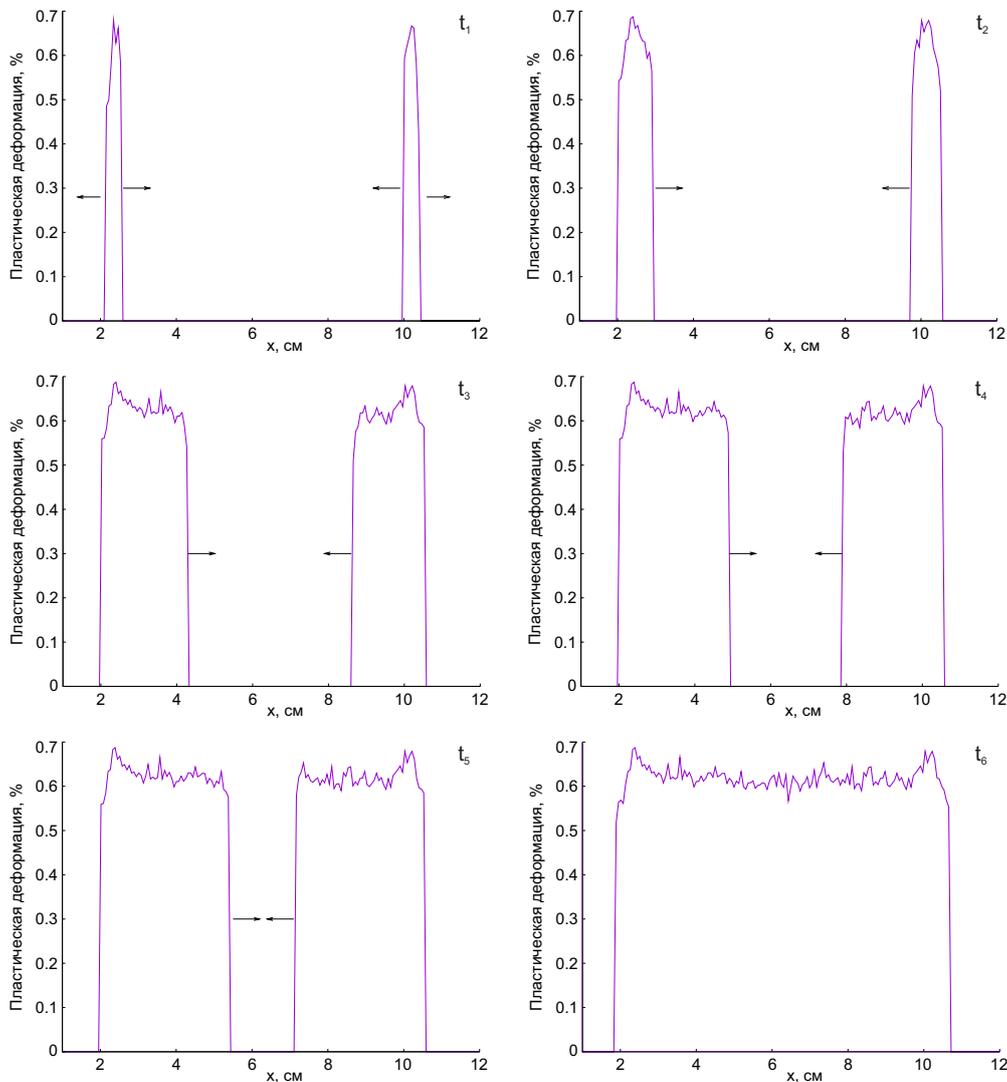


Рис. 7. Формирование и распространение навстречу друг другу двух медленных деформационных фронтов для нескольких последовательных времен.

Fig. 7. Formation and propagation of two slow deformation fronts towards each other within several consecutive time intervals.

деформации. На рис. 7 представлен след такого диссипативного автосолитона – накопленная пластическая деформация за его фронтом вдоль срединной линии образца для ряда последовательных времен.

Заметим, что рис. 7 иллюстрирует усредненную картину медленного деформационного фронта. Реальная структура фронта сложнее. Подробно отследить структуру фронта медленного деформационного автосолитона можно по последовательности формирования очагов упругопластических переходов. Если считать, что усредненная картина продвижения вдоль образца возмущения – перехода из упругого состояния в пластическое – образует фронт автосолитонного возмущения, то локальные очаги такого перехода распространяются поперек образца в направлении максимальных касательных напряжений приблизительно под углом 45° к оси образца. Описанная структура фронта хорошо выявляется в скоростях неупругой деформации (рис. 8). Белые стрелки указывают на место в образце, где в данный момент находится граница, разделяющая область, не охваченную деформацией, область пластически деформированного образца и области очагов, распространяющихся поперек образца. Черные стрелки указывают продольное направление, в котором распространяется медленный деформационный фронт.

С учетом данных, указанных выше, на рис. 9 представлена схема последовательных этапов формирования и распространения фронта деформационного автосолитона. Видно, что с течением времени деформационное возмущение последовательно распространяется от одного края образца к другому под углом приблизительно 45°, формируя фронт деформационного автосолитона и обеспечивая его продвижение вдоль образца.

Для выявления движущих сил распространения фронта были исследованы картины распределения сдвиговых напряжений и скорости пластической деформации. На рис. 10, 11 представлены совмещенные распределения главных сдвиговых напряжений и интенсивности скоростей неупругой деформации. Распределения главных сдвиговых напряжений показаны в виде изолиний, а распределения интенсивности скорости пластической деформации – цветовой палитрой в соответствии с представленной шкалой. Автосолитонное возмущение скорости неупругой деформации на момент времени  $t_n$  находится в области изолиний максимальных касательных напряжений на момент времени  $t_{n-1}$  (см. рис. 10).

На рис. 11 стрелками указаны изолинии максимальных касательных напряжений, куда в последующий момент времени продвинется очаг упругопластического перехода. При этом наблюдается не только движение самого очага автосолитонного возмущения скорости пластической деформации, но и движение наклонного фронта медленной деформационной автоволны вдоль оси образца (вдоль оси приложения нагрузки).

Таким образом, следует отметить, что движущими силами деформационного автосолитона являются максимальные сдвиговые напряжения, в направлении

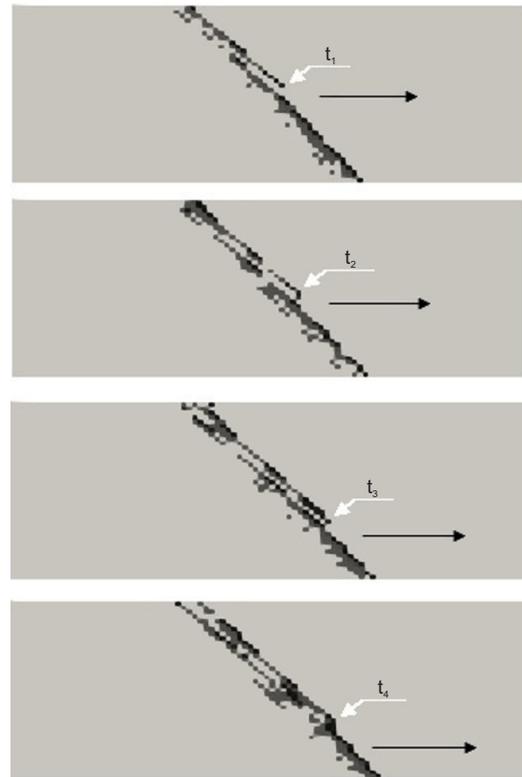


Рис. 8. Распространение фронта медленного деформационного автосолитона в модельном образце.

Fig. 8. Propagation of a slow deformation autosoliton front.

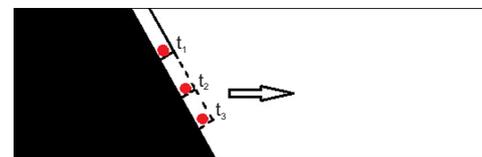


Рис. 9. Схематическое представление структуры фронта медленного деформационного автосолитона с течением времени  $t_1-t_3$  в образце.

Fig. 9. Schematic structural changes of a slow deformation autosoliton front with time  $t_1-t_3$ .

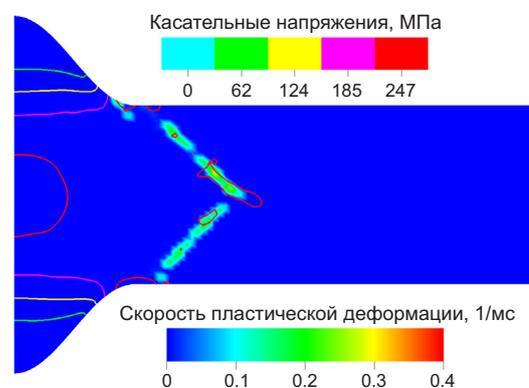
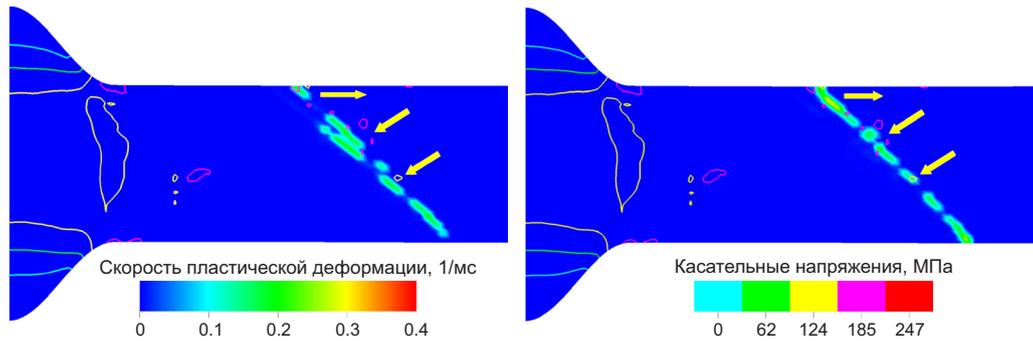
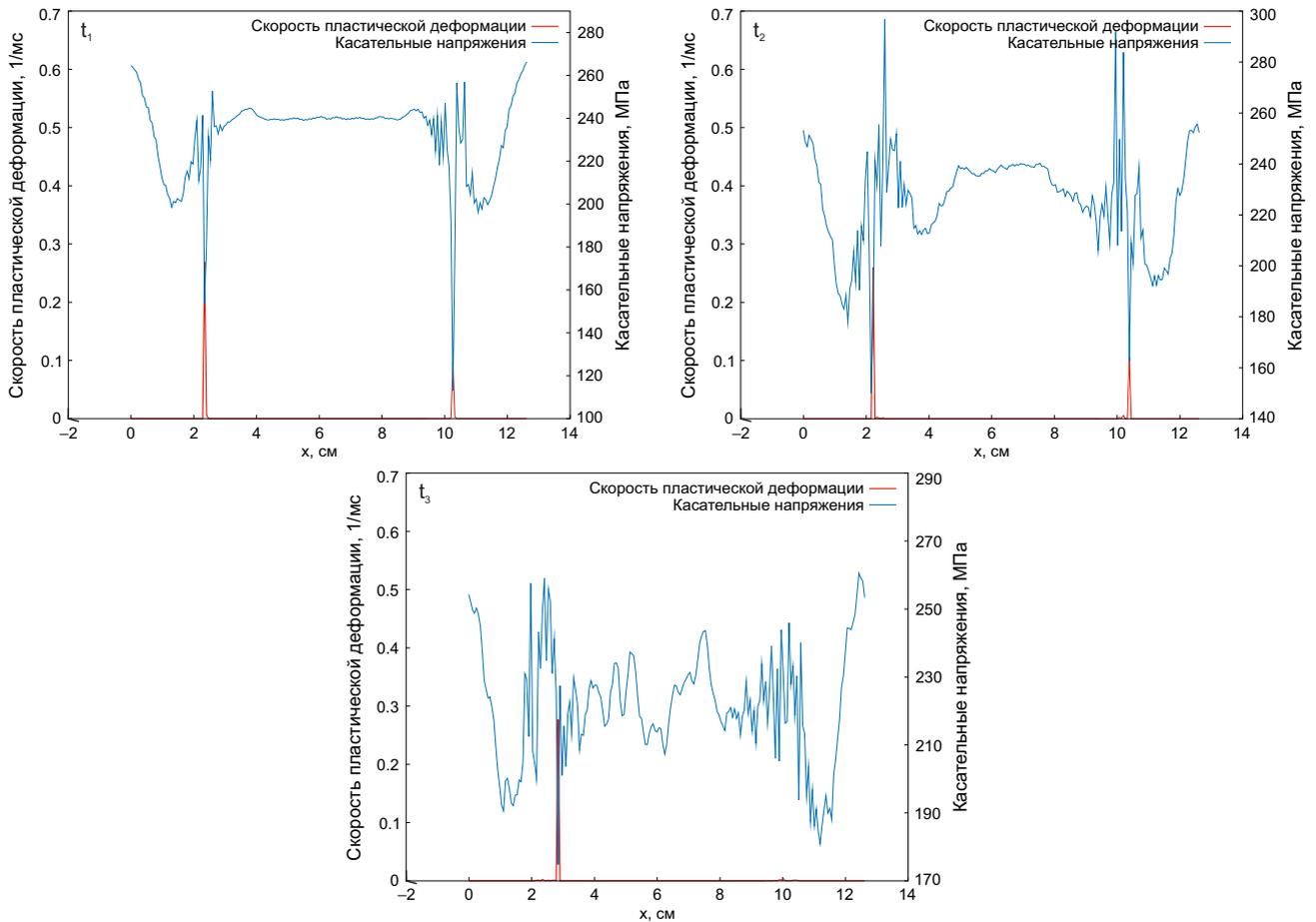


Рис. 10. Иллюстрация структуры фронта медленной деформационной автоволны на этапе его формирования.

Fig. 10. Schematic structure of a slow deformation autowave front at the stage of its formation.



**Рис. 11.** Иллюстрация структуры фронта медленной деформационной автоволны на этапе его распространения.  
**Fig. 11.** Schematic structure of a slow deformation autowave front at the stage of its propagation.



**Рис. 12.** Распределения скоростей неупругой деформации и максимальных сдвиговых напряжений вдоль оси образца для нескольких последовательных времен.  
**Fig. 12.** Distribution patterns of inelastic strain rates and maximum shear stress along the specimen axis within several consecutive time intervals.

которых распространяется импульс скорости неупругих деформаций, пересекая образец от одной свободной границы до другой. Еще одной иллюстрацией совпадения местоположения максимальных касательных напряжений и очага скорости пластической деформации является рис. 12. Здесь представлены распределения скоростей неупругой деформации и максимальных сдвиговых напряжений вдоль оси образца для нескольких

последовательных времен. Видно, что при выполнении критерия текучести происходит синхронизированный всплеск скорости пластической деформации и сброс напряжений.

**4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Показано, что все наблюдаемые в прочной среде так называемые медленные волны по своей физической

природе являются автосолидонами. Проведенные численные исследования генерации и распространения медленных деформационных автосолитонов в упруго-пластической среде показали, что для образования деформационного автосолитонного возмущения в прочной среде необходимым условием ее реологии является возможность упругой перегрузки среды и ее перевод в неустойчивое состояние с последующей потерей средой сдвиговой устойчивости и релаксацией напряжений. Для реализации такого реологического отклика среды использовано уравнение состояния с верхним пределом текучести  $S$ , до которого среда реагирует упруго и достижение которого означает ее перегрузку и переход в неустойчивое состояние, и нижним пределом  $s$ , до которого релаксируют напряжения. Эти процессы приводят к формированию автосолитонного возмущения как процесса самоорганизации [Kerner, Osipov, 1989]. Численно исследованы особенности самоорганизованного распространения медленных деформационных возмущений неупругой природы в среде с подобным упругопластическим переходом. Неустойчивости в локальных областях нагруженной (т.е. активной) упругопластической среды составляют основной механизм образования и распространения медленных деформационных автосолитонов в материале. Эта неустойчивость вызвана локальным разупрочнением пластически деформируемой среды. Представленные расчеты позволили также выявить сложную структуру деформационной автосолитонной волны (автосолитона в общем случае), распространяющейся вдоль образца. Автосолитонные фронты возникают в местах концентраторов напряжений и движутся навстречу друг другу со скоростями, определяемыми реологическими свойствами среды.

Как выяснилось, локальные возмущения распространяются в направлении действия максимальных касательных напряжений (приблизительно под углом  $45^\circ$  к оси образца), наращивая область неупругого деформирования, которая распространяется вдоль образца в виде фронта деформационного автосолитона. Скорость этих локальных возмущений существенно выше, чем скорость деформационного автосолитона, распространяющегося вдоль оси нагружения, и составляет в данном случае 1400–2800 м/с.

Показано, что варьируя реологические параметры в уравнении состояния среды, можно получить очень широкий спектр скоростей автосолитонного возмущения при фиксированной скорости нагружения (в настоящих расчетах  $v_{нагр.} = 1$  м/с) от нескольких метров в секунду до  $v_{ав} = 1000$  м/с и более. Рассмотренное уравнение состояния является типичным реологическим уравнением для многих прочных сред, особенно для геологических, допускающих перегрузку с последующим накоплением повреждений, соответствующим разупрочнением и последующей релаксацией напряжений. Наблюдаемый спектр скоростей медленных деформационных возмущений – деформационных автосолитонов – в геосредах варьируется от нескольких метров в секунду до 1000 м/с и более и, как показали расчеты, обусловлен

двумя факторами – скоростью нагружения на границах деформируемых элементов среды и особенностями ее реологического отклика.

Эксперименты с малыми образцами [Zuev et al., 2008; Danilov et al., 2017], в которых наблюдались медленные автосолитонные возмущения, в том числе в образцах горных пород, выявили два следующих ключевых факта. Во-первых, скорость автосолитонного (автосолитонного) возмущения пропорциональна скорости нагружения:

$$v_{ав} = K v_{нагр.} \quad (12)$$

Во-вторых, коэффициент  $K$  в (12) изменяется во всех экспериментах незначительно и для всех материалов равен приблизительно 20.

Наблюдаемые в геосредах медленные деформационные фронты движутся приблизительно в направлении сжатия, например, с юго-запада на северо-восток от области коллизии Евразийской плиты с Индостаном. Маловероятно, что средние скорости движения Индостана в несколько сантиметров в год приводят к наблюдаемым возмущениям, скорости которых лежат в диапазоне 1–100 км/год или  $3.17 \times (10^{-5} - 10^{-3})$  м/с. В этом случае коэффициент  $K$  в выражении (12) должен лежать в диапазоне  $K = 10^5 - 10^7$ , что маловероятно. Если принять во внимание, что медленные автосолитонные возмущения вызываются не скоростями медленного тренда геоблоков в 1–10 см/год, а более интенсивными подвижками, вызванными напряжениями, накопленными в геосреде за достаточно продолжительное время, то можно сделать следующие оценки. Следуя идее работы [Danilov et al., 2017], что величина  $K$  универсальна для всех материалов, включая геосреды, и по порядку величины близка к 20, для скоростей автосолитонных возмущений в 1–100 км/год получим, что средние скорости смещений, порождающие эти возмущения, будут лежать в диапазоне 0.05–5.00 км/год или  $1.6 \times (10^{-4} - 10^{-2})$  см/с. Подобные скорости смещений, действующие в течение характерных времен прохождения медленных автосолитонных возмущений от нескольких минут до суток (крип) [Bornyakov et al., 2017], должны привести к смещениям от нескольких сантиметров до нескольких метров. Если эти деформационные автосолитонные возмущения порождены краткими импульсными подвижками предельно нагруженной геосреды, то скорости смещений будут лежать в диапазоне 1–100 см/с при длительности подвижки до нескольких секунд. Заметим, что нам неизвестно, какую интенсивность имеют подвижки и в течение какого времени они генерируют наблюдаемые в геосредах медленные деформационные возмущения. Все приведенные оценки основаны на опытах с малыми образцами и на выполненном численном моделировании медленных деформационных автосолитонов в прочной среде.

## 5. ЛИТЕРАТУРА/ REFERENCES

Balokhonov R.R., Romanova V.A., Martynov S.A., Schwab E.A., 2013. Simulation of Deformation and Fracture of Coated Material with Account for Propagation of a Lüders–Chernov

Band in the Steel Substrate. *Physical Mesomechanics* 16, 133–140. <https://doi.org/10.1134/S1029959913020045>.

Bornyakov S.A., Salko D.V., Seminsky K.Zh., Demberel S., Ganzorig D., Batsaihan T., Togtohybayar S., 2017. Instrumental Recording of Slow Deformation Waves in the South Baikal Geodynamic Study Site. *Doklady Earth Sciences* 473, 371–374. <https://doi.org/10.1134/S1028334X17030229>.

Bott M.H.P., Dean D.S., 1973. Stress Diffusion from Plate Boundaries. *Nature* 243, 339–341. <https://doi.org/10.1038/243339a0>.

Bykov V.G., 1996. On the Possibility of the Formation of Solitary Seismic Waves in Granular Geomaterials. *Journal of Mining Science* 32, 105–108. <https://doi.org/10.1007/BF02046679>.

Bykov V.G., 2005. Deformation Waves of the Earth: Concept, Observations and Models. *Russian Geology and Geophysics* 46 (11), 1176–1190. <https://doi.org/10.5800/GT-2015-6-2-0178>.

Bykov V.G., 2014. Sine-Gordon Equation and Its Application to Tectonic Stress Transfer. *Journal of Seismology* 18, 497–510. <https://doi.org/10.1007/s10950-014-9422-7>.

Bykov V.G., 2015. Nonlinear Waves and Solitons in Models of Fault Block Geological Media. *Russian Geology and Geophysics* 56 (5), 793–803. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2015.04.010>.

Bykov V.G., 2018. Prediction and Observation of Strain Waves in the Earth. *Geodynamics & Tectonophysics* 9 (3), 721–754 (in Russian) [Быков В.Г. Предсказание и наблюдение деформационных волн Земли // Геодинамика и тектонофизика. 2018. Т. 9. № 3. С. 721–754]. <https://doi.org/10.5800/GT-2018-9-3-0369>.

Danilov V.I., Gorbatenko V.V., Zuev L.B., Orlova D.V., Danilova L.V., 2017. Investigation of Lüders Deformation in the Mild Steel. *Izvestiya. Ferrous Metallurgy* 60 (10), 831–838 (in Russian) [Данилов В.И., Горбатенко В.В., Зуев Л.Б., Орлова Д.В., Данилова Л.В. Исследование деформации Людερса в малоуглеродистой стали // Известия. Черная металлургия. 2017. Т. 60. № 10. С. 831–838]. <https://doi.org/10.17073/0368-0797-2017-10-831-838>.

De Borst R., 2001. Some Recent Issues in Computational Failure Mechanics. *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 52 (1–2), 63–95. <https://doi.org/10.1002/nme.272>.

Gol'din S.V., Yushin V.I., Ruzhich V.V., Smekalin O.P., 2002. Slow Motion – Myth or Reality? In: *Physical Bases for Prediction of Rock Failure. Proceedings of the 9th International Workshop (September 09–15, 2001). Krasnoyarsk, 213–220 (in Russian)* [Гольдин С.В., Юшин В.И., Ружич В.В., Смекалин О.П. Медленные движения – миф или реальность? // Физические основы прогнозирования разрушения горных пород: Материалы IX Международной школы-семинара (9–15 сентября 2001 г.). Красноярск, 2002. С. 213–220].

Hall E.O., 1970. *Yield Point Phenomena in Metals and Alloys*. Plenum Press, New York, 296 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4684-1860-6>.

Kerner B.S., Osipov V.V., 1989. Autosolitons. *Soviet Physics Uspekhi* 32, 101–138. <https://doi.org/10.1070/PU1989v032n02ABEH002679>.

Kerner B.S., Osipov V.V., 1994. *Autosolitons: A New Approach to Problems of Self-Organization and Turbulence*. Springer, Dordrecht, 671 p. <https://doi.org/10.1007/978-94-017-0825-8>.

Kuz'min Y.O., 2012. Deformation Autowaves in Fault Zones. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth* 48, 1–16. <https://doi.org/10.1134/S1069351312010089>.

Majewski E., 2006. Rotational Energy and Angular Momentum of Earthquakes. In: R. Teisseyre, E. Majewski, M. Takeo (Eds), *Earthquake Source Asymmetry, Structural Media and Rotation Effects*. Springer, Berlin, Heidelberg, 217–225. [https://doi.org/10.1007/3-540-31337-0\\_16](https://doi.org/10.1007/3-540-31337-0_16).

Makarov P.V., Eremin M.O., 2014. Jerky Flow Model as a Basis for Research in Deformation Instabilities. *Physical Mesomechanics* 17, 62–80. <https://doi.org/10.1134/S1029959914010081>.

Makarov P.V., Khon Yu.A., Peryshkin A.Yu., 2018. Slow Deformation Fronts: Model and Features of Distribution. *Geodynamics & Tectonophysics* 9 (3), 755–769 (in Russian) [Макаров П.В., Хон Ю.А., Перышкин А.Ю. Медленные деформационные фронты. Модель и особенности распространения. Геодинамика и тектонофизика. 2018. Т. 9. № 3. С. 755–769]. <https://doi.org/10.5800/GT-2018-9-3-0370>.

Makarov P.V., Peryshkin A.Y., 2017. Slow Motions as Inelastic Strain Autowaves in Ductile and Brittle Media. *Physical Mesomechanics* 20, 209–221. <https://doi.org/10.1134/S1029959917020114>.

Makarov P.V., Peryshkin A.Yu., 2019. Autosoliton Model of Slow Deformation Processes in Active Media. *AIP Conference Proceedings* 2167, 020210. <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.5132077>.

McLean D., 1962. *Mechanical Properties of Metals*. John Wiley & Sons, New York, 199 p.

Mikushina V.A., Smolin I.Yu., 2019. Numerical Investigation of the Influence of Governing Parameters on the Features of Slow Deformation Autowaves. *AIP Conference Proceedings* 2167, 020223. <https://doi.org/10.1063/1.5132090>.

Nikolaevsky V.N., 1995. Mathematical Modeling of Solitary Deformation and Seismic Waves. *Doklady Earth Sciences* 341 (3), 403–405 (in Russian) [Николаевский В.Н. Математическое моделирование уединенных деформационных и сейсмических волн // Доклады АН. 1995. Т. 341. № 3. С. 403–405].

Savage J.C., 1971. A Theory of Creep Waves Propagating along a Transform Fault. *Journal of Geophysical Research* 76 (8), 1954–1966. <https://doi.org/10.1029/JB076i008p01954>.

Wilkins M.L., 1999. *Computer Simulation of Dynamic Phenomena*. Springer-Verlag, Berlin and Heidelberg, 246 p.

Zuev L.B., Danilov V.I., Barannikova S.A., 2008. *Physics of Macrolocalization of Plastic Flow*. Nauka, Novosibirsk, 328 p. (in Russian) [Зуев Л.Б., Данилов В.И., Баранникова С.А. Физика макролокализации пластического течения. Новосибирск: Наука, 2008. 328 с.].