

М.А. Соколов

Институт механики сплошных сред УрО РАН

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНЫ ПЛАСТИЧНОСТИ ПРИ ВЫСОКИХ СКОРОСТЯХ НАГРУЖЕНИЯ КАК РЕЗУЛЬТАТА МНОЖЕСТВЕННЫХ НЕРАВНОВЕСНЫХ СТРУКТУРНО – КИНЕТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ.

Abstract

This work deals with the study of the wave nature of plastic deformation under impact loading. It has been found that the plastic wave is caused by the non-equilibrium structural-kinetic transition successively propagating in the microshear system from section to section of the specimen and moves with its own velocity different from that of stress waves. Plastic waves are shown to have the soliton-like properties: the wave velocity depends strongly on the amplitude.

Исследования, приведенные в [1–6], указывают на волновую природу пластической деформации.

Многочисленными экспериментальными исследованиями показано, что важными дефектами структуры, определяющими релаксационные свойства и кинетику разрушения реальных материалов, являются микросдвиги, микротрещины – типичные дефекты мезоуровня [7–12]. Так, многочисленные структурные исследования процессов нагружения с различными скоростями указывают на определяющую роль в явлениях пластического деформирования согласованного поведения ансамбля этих микродефектов. В данном исследовании построена математическая модель, описывающая волновой характер пластического деформирования при высокоскоростном нагружении с учетом нелинейного поведения ансамбля взаимодействующих микросдвигов.

Значительное внимание вопросам природы пластической деформации уделено в работах [13–15], где развивается представление о деформируемом твердом теле как о многоуровневой системе, в которой пластическое течение развивается как последовательная эволюция потери сдвиговой устойчивости на различных масштабных уровнях: микро, мезо и макро.

Обсуждаемый класс явлений в последние годы исследуется нелинейной физикой [16, 17], рассматривающей данные эффекты с позиций неравновесных структурно-кинетических переходов.

В данной работе используется ранее разработанная теория [16], в которой методами статистической физики и термодинамики необратимых процессов изучается влияние микросдвигов на упругие и релаксационные свойства твердых тел. Определяющие уравнения сред с микросдвигами имеют следующий вид:

$$\sigma_{ik} = L_1 e_{ik}^p - L_2 \dot{p}_{ik}, \quad \Pi_{ik} = L_2 e_{ik}^p - L_3 \dot{p}_{ik}, \quad (1)$$

где p_{ik} – тензор, характеризующий интенсивность и преимущественную ориентацию микросдвигов; $\Pi_{ik} = \frac{\partial F}{\partial p_{ik}}$ – термодинамическая сила, действующая на систему, когда

p_{ik} отличается от равновесного (F – свободная энергия среды с микродвижениями); σ_{ik} , e_{ik}^p – тензоры напряжений и скоростей пластических деформаций; L_i – кинетические коэффициенты, зависящие от p_{ik} . Определяющие уравнения материала (1) включают соотношения релаксационного типа для тензора напряжений и уравнения движения для параметра p_{ik} . В этих уравнениях учтены «перекрестные» эффекты: влияние микродвигов на релаксационные процессы и пластичности на кинетику роста p_{ik} . В дальнейшем рассматривается случай, когда пластическая деформация подчиняется условию $e_{ii}^p = 0$ (пластическая несжимаемость материала), а среднее напряжение $\sigma = \frac{1}{3} \sigma_{ii}$ определяется через упругие составляющие тензора деформаций.

В рамках данной теории были определены характерные реакции материалов на образование дефектов.

Рассматривается цилиндрический образец армко-железа, нагружаемый налетанием длинного ударника, в ходе которого реализуется одномерное напряженное состояние,

$$\sigma_{zz} \neq 0, \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = 0.$$

Используя представление о малости деформаций и скоростей деформаций, для упруго-пластической среды имеем

$$\dot{\varepsilon}_{zz} = \dot{\varepsilon}_{zz}^e + \dot{\varepsilon}_{zz}^p, \quad (2)$$

где $\dot{\varepsilon}_{zz}$, $\dot{\varepsilon}_{zz}^e$, $\dot{\varepsilon}_{zz}^p$ – скорости суммарной, упругой, пластической деформации.

Для одномерного напряженного состояния получаем следующую формулировку закона Гука в переменных полной и пластической деформации:

$$\sigma_{zz} = E(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{zz}^p), \quad (3)$$

или в типичном для динамических постановок представлении

$$\frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial t} = E \left(\frac{\partial \varepsilon_{zz}}{\partial t} - \frac{\partial \varepsilon_{zz}^p}{\partial t} \right). \quad (4)$$

Принимая, что в волнах напряжений умеренной интенсивности деформации малы, имеем

$$\frac{\partial \varepsilon_{zz}}{\partial t} = \frac{\partial v_z}{\partial z}, \quad (5)$$

где v_z – скорость по z .

Запишем уравнение движения для случая одномерного напряженного состояния,

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z}, \quad (6)$$

вводим удельный объем

$$V = \rho_0 / \rho, \quad (7)$$

где ρ_0 – начальное значение плотности, ρ – текущее значение плотности,

Используя уравнения (4), (5), (7), запишем

$$\frac{\rho_0}{V} \frac{\partial v_z}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial t} = E \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} - \dot{\varepsilon}_{zz}^p \right), \quad (9)$$

Применение общей термодинамической теории к решению проблем механики

Для пластической составляющей тензора скоростей деформации существенна девиаторная компонента тензора напряжений

$$\sigma'_{zz} = \frac{2}{3} \sigma_{zz}, \tag{10}$$

с учетом которой релаксационные уравнения, описывающие упруго–пластические свойства среды с дефектами имеют вид

$$\sigma'_{zz} = l_1 \dot{\varepsilon}_{zz}^p - l_2 \frac{\partial p_{zz}}{\partial t}, \tag{11}$$

$$\Pi_{zz} = l_2 \dot{\varepsilon}_{zz}^p - l_3 \frac{\partial p_{zz}}{\partial t}, \tag{12}$$

Динамическое воздействие на стержень описывается граничным условием

$$\sigma_{zz}(0, t) = \sigma_0 \cdot f(t), \tag{13}$$

где $f(t)$ функция, описывающая импульс нагрузки формы, близкой к прямоугольной, длина которого существенно превышает диаметр образца.

Тыльная сторона стержня свободна от нагрузки

$$\sigma_{zz}(l, t) = 0. \tag{14}$$

Система должна удовлетворять начальным условиям

$$v_z(z, 0) = \sigma_{zz}(z, 0) = p_{zz}(z, 0) = 0, \tag{15}$$

$$\nabla p(0, t) = 0; \nabla p(l, t) = 0,$$

$$z \in [0, l], t \in [0, \infty).$$

Здесь ρ – плотность материала; t – время; z – пространственная координата; v_z – компонента вектора скорости; $\sigma_{zz}, \sigma'_{zz}, \dot{\varepsilon}_{zz}^p, p_{zz}$ – компоненты тензоров напряжений, девиатора напряжений, скоростей пластических деформаций, параметра плотности микродвигов; E – модуль Юнга, l – длина стержня, l_1, l_2, l_3 – кинетические коэффициенты, $\Pi_{zz} = \frac{\partial F}{\partial p_{zz}}$, где F – свободная энергия.

Обезразмерим систему (8)– (15). Введем безразмерные параметры $\bar{\sigma}_{zz} = \frac{\sigma_{zz}}{G}$, $\bar{t} = \frac{t}{\Delta t}$,

где $\Delta t = l_1 / G$, $\bar{z} = \frac{z}{l}$, где l – длина стержня, $\bar{v} = \frac{v_{zz}}{h} \frac{l_1}{G}$, $\bar{\Pi}_{zz} = \frac{\Pi_{zz}}{G}$.

Получаем систему уравнений в безразмерном виде

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{t}} = \alpha V \frac{\partial \bar{\sigma}_{zz}}{\partial \bar{z}}, \tag{16}$$

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{zz}}{\partial \bar{t}} = \frac{E}{G} \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{z}} - \bar{\varepsilon}_p \right), \tag{17}$$

$$\bar{\varepsilon}_p = \bar{\sigma}'_{zz} + \frac{l_2}{l_1} \frac{\partial p_{zz}}{\partial t} \tag{18}$$

$$\frac{\partial p_{zz}}{\partial t} = \frac{l_2}{l_3} \bar{\varepsilon}_p - \Pi', \tag{19}$$

$$\bar{\sigma}_{zz} = \bar{\sigma}'_{zz} + \bar{\sigma}, \tag{20}$$

где $\alpha = \frac{l_1^2}{\rho_0 G h^2}$, $\Pi' = \Delta t \cdot \Pi_{zz} = \frac{l_1}{G} \Pi_{zz} = l_1 \bar{\Pi}_{zz}$.

Применение общей термодинамической теории к решению проблем механики

В аппроксимацию функции Π' , отвечающей за генерацию микродвигов, введен член, описывающий нелокальность, который учитывает распространение волн пластической деформации в пространстве.

$$\Pi' = -A_2 \cdot \bar{\sigma}'_{zz} \cdot \exp(-p_a / p_{zz}) + B_1(p_{zz} - p_b) - D_1 \frac{\partial^2 p_{zz}}{\partial z^2}, \quad (21)$$

где A, B, p_a, p_b – параметры аппроксимации, $A_2 = A_1(p/p_*)^4$; p_* – некоторая константа; D_1 – коэффициент нелокальности.

При этом метастабильная ветвь реакции материала на образование микродвигов реализуется при достижении определенного уровня дефектности материала. Функция $A_2 = A_1(p/p_*)^4$ учитывает качественное изменение реакции твердого тела на образование микродвигов в зависимости от дефектности структуры.

Численное исследование системы (16) – (21) проводилось методом конечных разностей.

Использовались следующие значения констант для армко-железа

$$\rho = 7.8 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3, \quad E = 20.6 \cdot 10^{11} \text{ Па}, \quad G = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ Па},$$

$$l_1 = 1.0 \cdot 10^5 \text{ н с}, \quad l_2 = 0.45 \cdot 10^5 \text{ н с}, \quad l_3 = 1.0 \cdot 10^5 \text{ н с},$$

$$A = 57.0, \quad B = 0.25 \cdot 10^{-2} \cdot A, \quad p_a = -1.5 \cdot 10^{-3}, \quad p_b = -1.5 \cdot 10^{-4}.$$

В результате численного моделирования получено, что структурно-кинетический переход по параметру плотности микродвигов распространяется от сечения к сечению стержня с некоторой скоростью и, как следствие, распространяется скачок скоростей пластических деформаций. Релаксация напряжений происходит последовательно в каждом сечении образца. При этом, распространение пластической деформации вдоль по длине образца можно рассматривать как своеобразную пластическую волну, имеющую свойства уединенной волны, в частности, имеет место сильная зависимость скорости пластической волны от амплитуды. Результаты численного моделирования представлены на рис.1 – 3. Наблюдается увеличение скорости пластической волны с ростом величины импульса напряжений. При небольших амплитудах нагружающего импульса волна пластичности затухает, пройдя небольшое расстояние. С ростом амплитуды глубина проникновения волны пластичности по длине образца увеличивается. Учет нелокальности позволяет описать формирование специфической волны пластических деформаций, природа которой обусловлена неоднородностью пластического течения, постепенным распространением пластических деформаций от мест с большей концентрацией микронапряжений по объему образца [1]. В данном случае имеет место формирование и распространение со своей специфической скоростью волн пластической деформации. Волны пластичности, обнаруженные экспериментально при квазистатическом нагружении, описаны в [1–3]. Многочисленные исследования [18,19] указывают на общность релаксационных механизмов при статическом и динамическом нагружении. Поэтому существование специфических волн пластичности при высокоскоростном динамическом нагружении представляется весьма вероятным.

Высокие скорости деформаций могут привести к усилению неравновесности в системе дефектов и, как следствие, к новым нелинейным закономерностям деформационного поведения материалов, связанным с немонотонным характером изменения релаксационных свойств в процессе высокоскоростного нагружения.

Исследования, приведенные в [3], указывают на волновую природу пластической деформации. Волны пластичности могут быть описаны уравнениями,

Применение общей термодинамической теории к решению проблем механики

имеющими существенно нелинейный характер, позволяющий описать свойства уединенной волны, проявляющиеся при распространении пластической деформации.

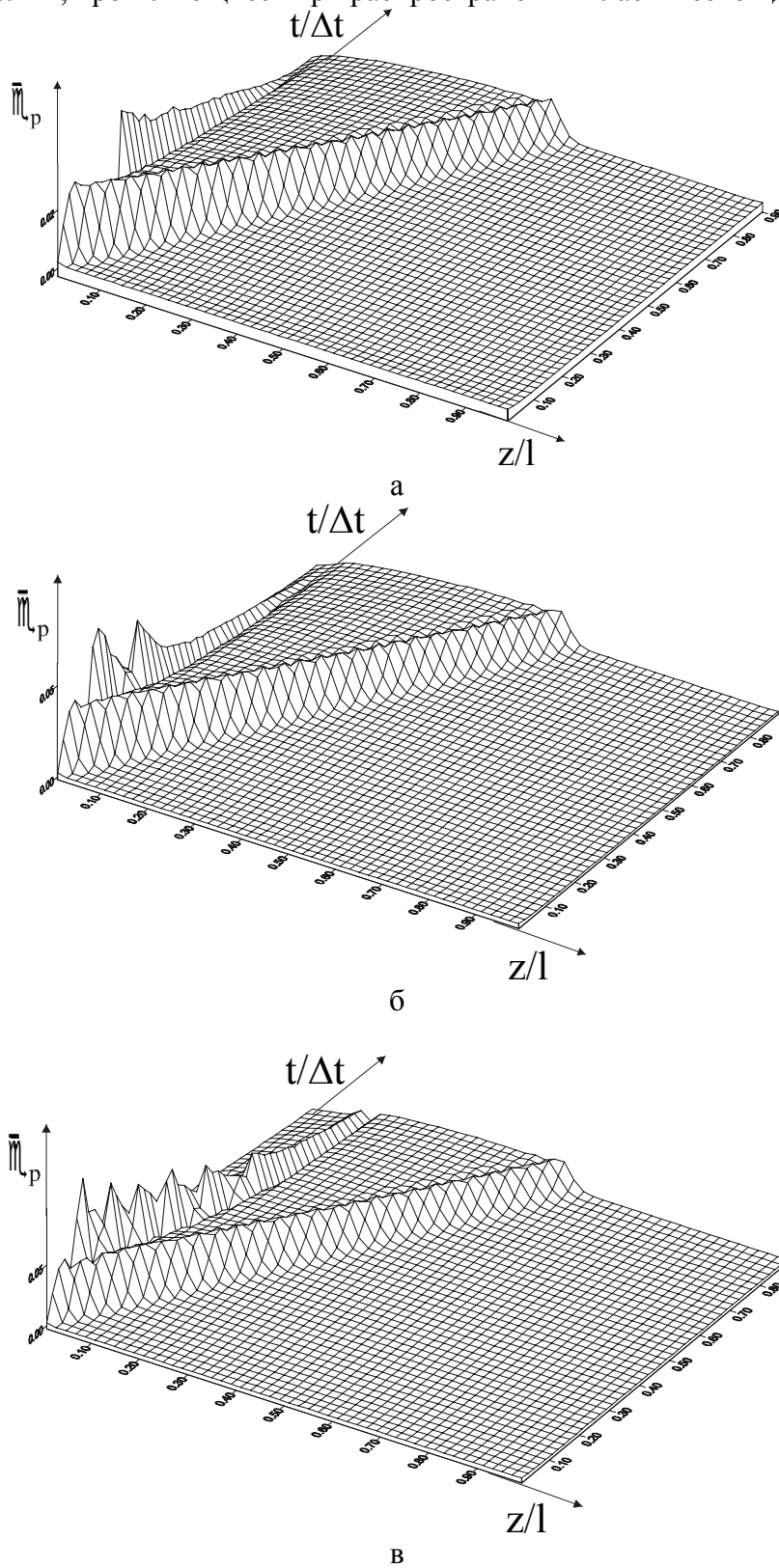


Рис.1. Распространение волны пластичности по длине стержня при амплитуде импульса: а) $\bar{\sigma}_0 = 0.033$; б) $\bar{\sigma}_0 = 0.045$; в) $\bar{\sigma}_0 = 0.058$ Δt – характерное время, l – длина стержня, G – модуль сдвига

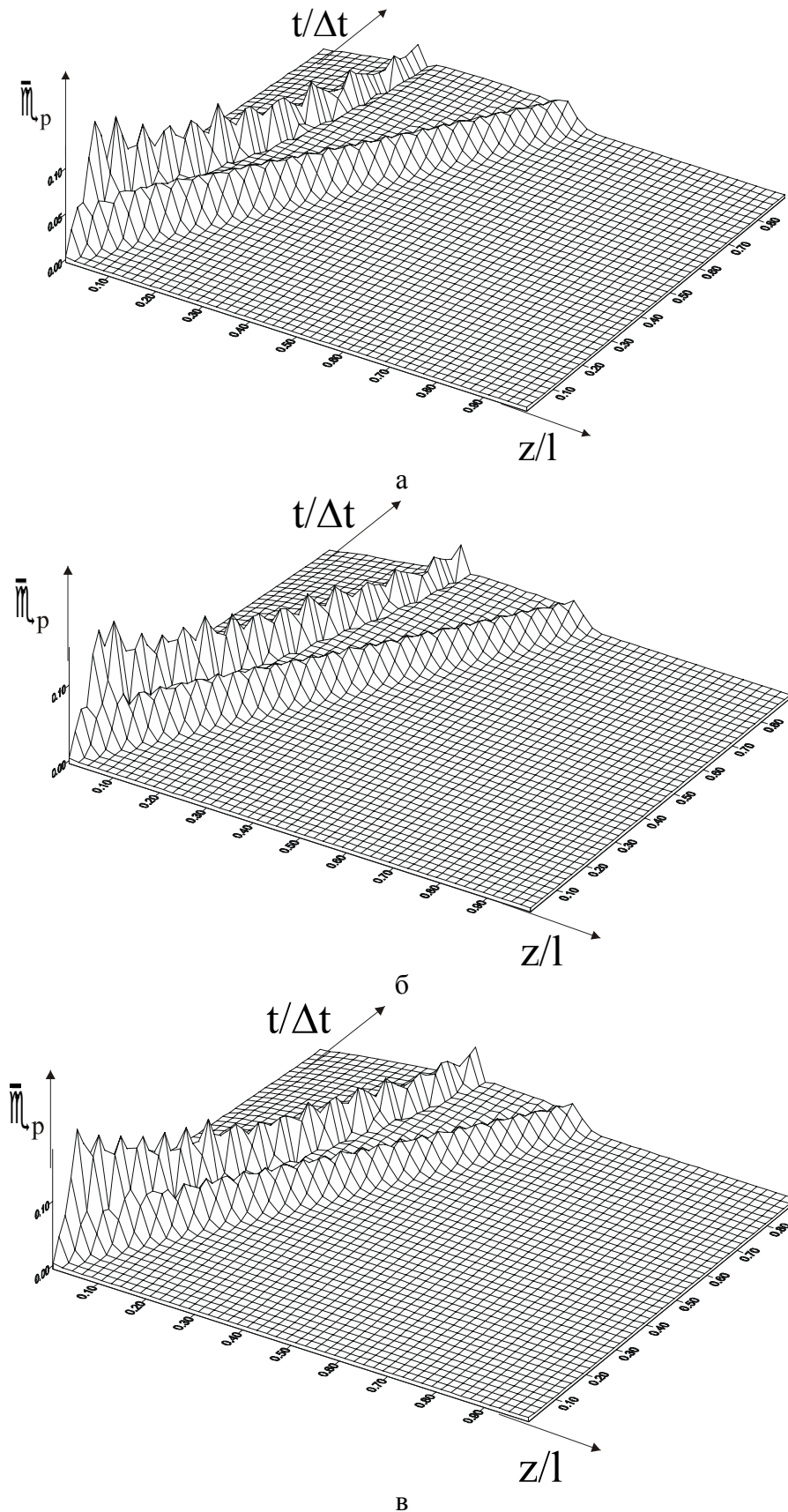
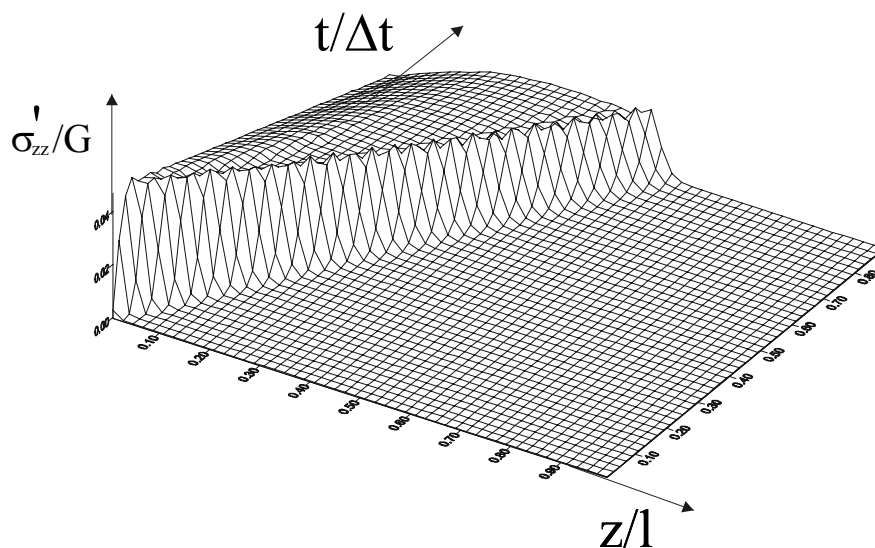
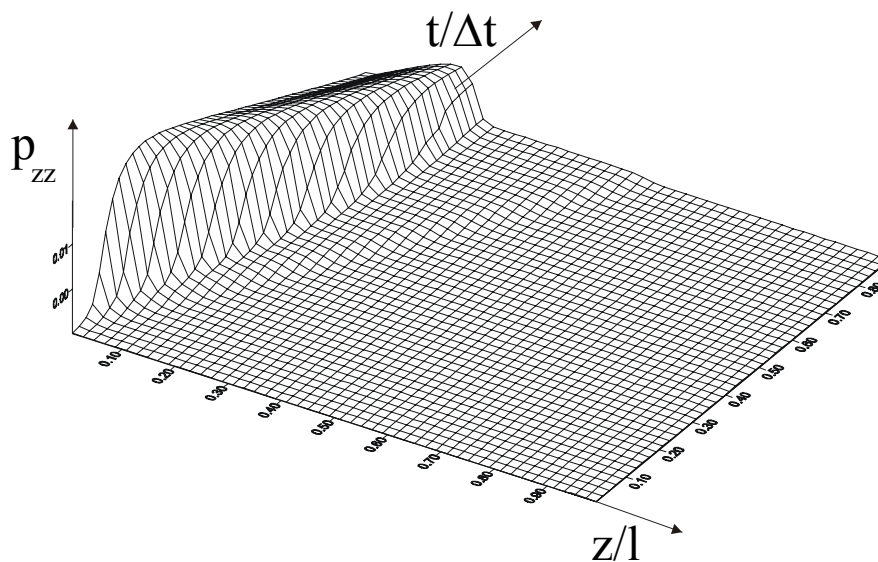


Рис.2. Распространение волны пластичности по длине стержня при амплитуде импульса: а) $\bar{\sigma}_0 = 0.070$; б) $\bar{\sigma}_0 = 0.083$; в) $\bar{\sigma}_0 = 0.095$ Δt – характерное время, l – длина стержня, G – модуль сдвига



а



б

Рис.3. Распространение волны пластичности по длине стержня при амплитуде импульса $\bar{\sigma}_0 = 0.070$: а) девиаторная компонента $\bar{\sigma}'_{zz}$, б) p_{zz} – компонента тензора плотности микродвигов; Δt – характерное время, l – длина стержня, G – модуль сдвига

Существенная нелинейность уравнений является отражением глубинных свойств процессов, происходящих в структуре деформируемого материала, и естественно связана с существенно нелинейной кинетикой развития ансамблей микродефектов. В процессе распространения волн пластичности происходят множественные неравновесные кинетические переходы по параметру плотности микродвигов, сопровождающиеся скачкообразным уменьшением времен релаксации и соответственно резким ростом скоростей пластических деформаций.

Исследования проводились при частичной поддержке грантов РФФИ № 02-01-00736, № 04-01-96042.

Библиографический список

1. Пластическая деформация как волновой процесс / В.Е. Панин, Л.Б. Зуев, В.Е. Данилов, Н.М. Мних // Докл. АН СССР. – 1989. – Т.308, №6. – С.1386–1389.
2. Релаксационные волны при пластической деформации / К.В. Фролов, В.Е. Панин, Л.Б. Зуев и др. // Изв. вузов. Физика. – 1990. – №2. – С.19–35.
3. Панин В.Е. Волновая природа пластической деформации твердых тел // Изв. вузов. Физика. – 1990. – №2. – С.4–18.
4. Horie Y. On the myth of plastic waves // J.Phys. IV France. 110. – 2003. – P.3–7.
5. Gilman J.J., Proceedings of SCMM-1991, ed. by Schmidt, Dick, Forbes, and Tasker, Elsevier, New York, 1991. – P. 387.
6. Gilman J.J., Proceedings of SCCM-2001/ Am. Institute of Phys. – New York, 2002. – P.36.
7. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. – М.: Metallurgy, 1984. – 280 с.
8. Финкель В.М. Физика разрушения. – М.: Metallurgy, 1970. – 376 с.
9. Тамуж В.П., Куксенко В.С. Микромеханика разрушения полимерных материалов. – Рига: Зинатне, 1978. – 294 с.
10. Макклиток Ф., Аргон А. Деформация и разрушение материалов. – М.: Мир, 1970. – 454 с.
11. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. – М.: Наука, 1974. – 560 с.
12. Бетехтин В.И., Владимиров В.И., Кадомцев А.Г., Петров А.И. Пластическая деформация и разрушение кристаллических тел // Проблемы прочности. – 1979. – №7. – С.38 – 45; №8. – С.51–57; №9. – С.3–9.
13. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. – Новосибирск: Наука, 1985. – 229 с.
14. Панин В.Е. Гриняев Ю.В., Данилов В.И. и др. Структурные уровни пластической деформации и разрушения. – Новосибирск: Наука, 1990. – 225 с.
15. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов: В 2 т./ Под ред. В.Е.Панина. – Новосибирск: Наука, 1995. – 297 с. и 320 с.
16. Наймарк О.Б. О термодинамике деформации и разрушение твердого тела с микротрещинами / Институт механики сплошных сред, АН СССР. – Свердловск, 1982. – С.3–34.
17. Naimark, O.V. Kinetic transition in ensembles of microcracks and some nonlinear aspects of fracture // Proceedings IUTAM Symposium on nonlinear analysis of fracture. Kluwer, The Netherlands, 1996.
18. Бекренев А.Н. Взрывная деформация металлов. – М.,1987. – 90 с. – Деп. в ВИНТИ 13.X.87, №7663.
19. Эпштейн Г.Н. Строение металлов, деформированных взрывом. – М.: Metallurgy, 1988. – 280 с.

Получено 12.03.05.