

М.А. Соковиков

Институт механики сплошных сред УрО РАН

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
ПЛАСТИЧЕСКОГО СДВИГА ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ
НАГРУЖЕНИИ**

Abstract

This paper offers the description of the mechanism of plastic shear instability under high speed impact which is the result of kinetic transition in the system of microshears. This mechanism should be related to a multiple orientation-kinetic transitions in microshear ensembles which cause an abrupt decrease of the material shear strength on the periphery of the projectile and leads to plugging and plug shifting.

Реальные материалы тела обладают сложным структурным строением [1,2,3,4]. В них образуются микродефекты различных типов: точечные, дислокации, двойники, ячеистая, блочная, фрагментированная структура, межзеренные границы и некоторые другие. Основными носителями пластической деформации являются дислокации. Начинается деформация с движения одиночных дислокаций, которые очень слабо взаимодействуют. По мере развития деформации происходит генерация новых дислокаций. Взаимодействие между дислокациями увеличивается, начинают играть роль коллективные эффекты в дислокационном ансамбле. Дислокации при своем коллективном взаимодействии и при встрече с препятствиями создают высокие локальные перенапряжения, которые являются естественной предпосылкой для зарождения и развития микросдвигов и микротрещин – типичных дефектов мезоуровня. По мере накопления микродефектов все большее значение начинает приобретать их взаимодействие между собой. Дальнейший рост концентрации микродефектов усиливает их взаимодействие настолько, что в ансамбле микродефектов проявляются коллективные эффекты [2,3].

Физикой прочности и пластичности накоплен огромный экспериментальный и теоретический материал о строении и структурных процессах в реальных материалах. Одновременно в механике деформируемого твердого тела, имеющей хорошо разработанный аппарат для постановки и решения краевых задач определения напряженно-деформированного состояния материала, становится очевидным ограниченность феноменологического подхода. В настоящее время интенсивно развивается направление, основанное на стремлении синтезировать два вышеуказанных подхода. Теории, учитывающие реальное строение материалов, должны основываться на компромиссе между адекватным описанием структурных процессов и сложностью модели. В связи с этим из многообразия элементов структуры необходимо выбирать те, которые оказывают определяющее влияние на деформационное поведение. Многочисленными экспериментальными исследованиями показано, что важными дефектами структуры, определяющими релаксационные свойства и кинетику разрушения реальных материалов, являются микросдвиги, микротрещины – типичные дефекты мезоуровня. [4–9]. Так, многочисленные структурные исследования процессов высокоскоростного соударения указывают на определяющую роль в явлениях

неустойчивости пластической деформации согласованного поведения ансамбля этих микродефектов.

В данной работе построена математическая модель, описывающая основные черты формирования, развития неустойчивости и локализации пластической деформации при высокоскоростном соударении с учетом нелинейного поведения ансамбля взаимодействующих микросдвигов.

Значительное внимание вопросам неустойчивости и локализации пластической деформации уделено в работах научного направления, возглавляемого академиком В.Е. Паниным [1,10,11], в которых 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.

Экспериментальные исследования микроструктуры полос адиабатического сдвига, проведенные в ряде работ, в частности [12], ясно указывают на то, что формирование полос адиабатического сдвига является результатом скачкообразных процессов в системе микросдвигов и пластических ротаций и тесно связано с изменением ориентаций зерен в узких полосах сдвига,

Обсуждаемый класс явлений в последние годы исследуется нелинейной физикой [13, 14, 15], рассматривающей данные эффекты с позиций неравновесных ориентационно-кинетических переходов.

В данной работе используется ранее разработанная теория [13], 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:

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

Здесь 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 микросдвигами); 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 микросдвигов 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 и было сделано предположение, что эффекты неустойчивости пластического сдвига обусловлены ориентационно-кинетическими переходами в ансамблях микросдвигов.

Резкий переход к более упорядоченной дефектной структуре часто приводит к аномалиям деформационных свойств, которые могут проявиться, в частности, при высокоскоростном соударении ударника с преградой (выбивание пробки) [16,17] (рис.1.)

Развитый подход был применен при численном моделировании механизмов неустойчивости, сопровождающихся выбиванием пробки. Для исключения влияния вторичных факторов процесс выбивания пробки рассматривался в упрощенной постановке, и предполагалось, что кинетическая энергия ударника расходуется на деформирование пробки, диаметр которой принимается равным диаметру ударника, и на преодоление сил сопротивления сдвигу в узкой области по образующей пробки.

При решении задачи считаем, что пробка представляет упругий стержень, который по цилиндрической образующей связан с основным массивом тонким деформируемым слоем, поведение которого определяется системой уравнений, описывающих упругопластическую среду с микросдвигами.

Так как ширина области сдвига точно неизвестна, для оценки скорости деформации сдвига в цилиндрической области по периметру ударника $\dot{\gamma}$ использовалось соотношение

$$\dot{\gamma} = 0,5 v / R_p . \quad (3)$$

В данной модели принимается аддитивность упругих и пластических скоростей деформаций:

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}^e + \dot{\gamma}^p , \quad (4)$$

где $\dot{\gamma}^e, \dot{\gamma}^p, \dot{\gamma}$ – скорости упругой, пластической и полной деформации, соответственно.

Справедливость условия аддитивности скоростей деформаций обусловлена малостью упругих деформаций и гидродинамическим характером необратимых деформаций.

Уравнения, описывающие поведение релаксирующей среды с микросдвигами,

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = 2\mu(\dot{\gamma} - \dot{\gamma}^p), \quad \tau = l_1 \dot{\gamma}^p - l_2 \frac{\partial p}{\partial t}, \quad \Pi = l_2 \dot{\gamma}^p - l_3 \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (5)$$

где p – компонента тензора плотности микросдвигов, μ – модуль сдвига.

Функция Π аппроксимировалась выражением [13]

$$\Pi = -A_1 \tau \exp(-p_a / p) + B_1 (p - p_b), \quad (6)$$

где A_1, B_1, p_a, p_b – параметры аппроксимации.

После перехода к безразмерным переменным имеем

$$\tilde{\tau} = \tau / \mu; \quad \tilde{z} = z / h; \quad \tilde{t} = t / \Delta t; \quad \tilde{\gamma}^p = \dot{\gamma}^p \cdot \Delta t; \quad \tilde{v} = v \Delta t / h; \quad \tilde{\Pi} = \Delta t \Pi / l_3,$$

где h – толщина пластины, $\Delta t = 10^{-6}$, в дальнейшем символ (\sim) для безразмерных переменных опускаем и получаем:

$$\dot{\gamma}^p = \frac{\mu \Delta t}{l_1} \tau + \frac{l_2}{l_1} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = 2 \left(\frac{v h}{2 R_p \Delta t} - \dot{\gamma}^p \right), \quad (8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\Pi + \frac{l_2}{l_1} \dot{\gamma}^p, \quad (9)$$

$$\Pi = -A \tau \exp(-p_a / p) + B(p - p_b), \quad (10)$$

где $A = A_1 / \mu$.

Уравнения, которыми описывается поведение упругого стержня, взаимодействующего по образующей с деформируемым слоем, имеют вид в безразмерных переменных

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{E}{\mu} \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (11)$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\mu \Delta t^2}{\rho_0 h^2} V \left(\frac{\partial \sigma}{\partial z} - \frac{2h\tau}{R_p} \right), \quad (13)$$

где V – относительный объем материала ($V = \rho_0 / \rho$); ρ_0, ρ – начальная и текущая плотность материала, σ – упругое напряжение в стержне, τ – сдвиговое напряжение в цилиндрическом слое, E – модуль Юнга, μ – сдвиговой модуль, v – массовая скорость в стержне, h – толщина пластины, R_p – радиус пробки.

Рассмотрим соударение посредством налетания жесткого ударника, движение которого описывается уравнением динамики твердого тела

$$\frac{\partial v_p}{\partial t} = \pi R_p^2 \frac{\Delta t^2}{m_p h} \sigma(0, t), \quad (14)$$

где m_p – масса ударника, v_p – скорость ударника, R_p – радиус ударника и пробки.

Численно решалась система уравнений (7) – (14). Использовались граничные условия $v(0, t) = v_p(t)$ при $\sigma(0, t) < 0$; $\sigma(0, t) = 0$ при $z_c(t) < z(0, t)$, где $z_c(t)$ – координата поверхности ударника, $\sigma(1, t) = 0$ и начальные условия $v(z, 0) = \sigma(z, 0) = p(z, 0) = 0$, $V(z, 0) = 1$, $z \in [0, 1]$, $t \in [0, \infty)$, $v_p(0) = v_0$, где v_0 – начальная скорость ударника.

Численное решение системы проводилось методом конечных разностей.

Результаты численного моделирования представлены на рис.1. В процессе распространения упругой волны по длине пробки происходит деформирование цилиндрического слоя, связывающего пробку с основным массивом материала. В этом слое возникают сдвиговые напряжения, которые приводят к развитию упругих и пластических деформаций и развитию дефектной структуры: росту параметра плотности микросдвигов.

При достижении определенного уровня дефектности в материале происходит ориентационный переход по параметру плотности микросдвигов, обусловленный скачкообразным ростом уровня дефектной структуры, происходящим последовательно в каждом поперечном сечении цилиндрического слоя (рис. 2, а), что в свою очередь приводит к резкому росту скоростей пластических деформаций в этих сечениях (рис. 2, б) и к быстрой релаксации сдвиговых напряжений (рис. 2, в). В результате чего сопротивление материала сдвигу в цилиндрическом слое, соединяющем пробку с основным массивом материала, резко падает, что при достижении волной тыльной поверхности мишени ведет к отделению пробки от остального материала. Такой сценарий образования пробки может иметь место при ударе с достаточно высокой скоростью, при котором образовавшаяся волна напряжений несет достаточно большую энергию, которая может обеспечить формирование пробки в прямой волне нагрузки.

Процесс выбивания пробки можно представить состоящим из двух стадий [18,19]. Первая стадия, связанная с образованием поверхности сдвига, соизмерима с временем распространения волн нагрузки по толщине пластины. Длительность второй стадии, связанной с движением пробки как единого целого, может быть многократно больше.

Исследования проводились при частичной поддержке гранта РФФИ 02–01–00736, проектов МНТЦ № 1181 и № 2146.

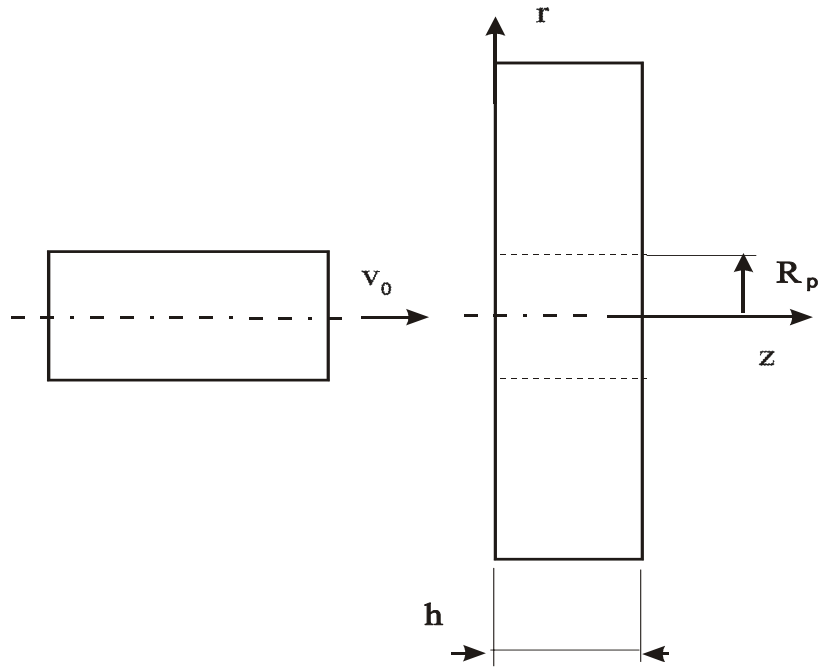


Рис.1. Схема нагружения

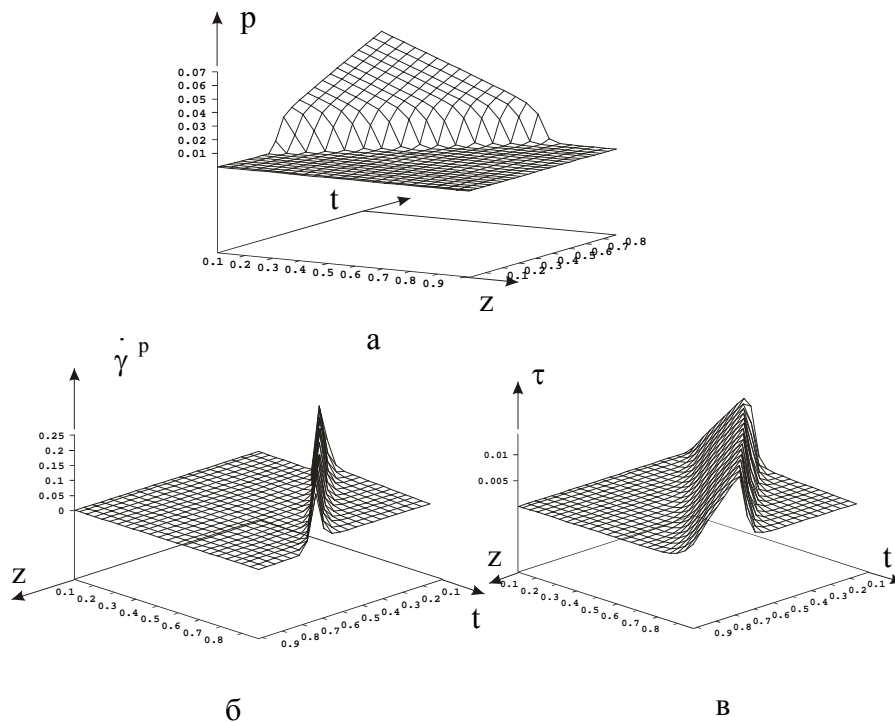


Рис. 2. Распространение пластической сдвиговой неустойчивости в процессе продвижения упругой волны по длине пробки: а) плотность микросдвигов p ; б) скорость сдвиговой пластической деформации $\dot{\gamma}^p$; в) сдвиговое напряжение по образующей пробки τ

Библиографический список

1. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. – Новосибирск: Наука, 1985. – 230 с.
2. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов.– М.: Металлургия, 1986. – 224 с.
3. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах. – Л.: Наука, 1986. – 224 с.
4. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. – М.: Металлургия, 1984. – 280 с.
5. Финкель В.М. Физика разрушения.- М.: Металлургия, 1970.–376 с.
6. Тамуж В.П.,Куксенко В.С. Микромеханика разрушения полимерных материалов. – Рига: Зинатне, 1978. – 294 с.
7. Макклинтон Ф., Аргон А. Деформация и разрушение материалов. – М.: Мир, 1970. – 454 с.
8. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. – М.: Наука, 1974. – 560 с.
9. 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.
10. Структурные уровни пластической деформации и разрушения./В.Е. Панин, Ю.В. Гриняев, В.И. Данилов и др. – Новосибирск: Наука, 1990. - 225с.
11. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов: В 2 т./ Под ред. В.Е.Панина. – Новосибирск: Наука, 1995. – 297 с. и 320 с.
12. Meyer L.W., Staskewitsch E., Burbliies A. Adiabatic shear failure under biaxial dynamic compression/ shear loading// Mechanics of Materials. – 1994. – № 17. – P. 175–193.
13. Наймарк О.Б. О термодинамике деформации и разрушение твердого тела с микротрещинами / Институт механики сплошных сред, АН СССР. – Свердловск, 1982. – С.3–34.
14. Naimark, O.B. Kinetic transition in ensembles of microcracks and some nonlinear aspects of fracture. In: Proceedings IUTAM Symposium on nonlinear analysis of fracture. Kluver, The Netherlands, 1996.
15. Беляев В.В., Наймарк О.Б. Кинетические переходы в средах с микротрещинами и разрушение металлов в волнах напряжений //Журнал прикладной механики и технической физики. – 1987. – № 1. – С.163–171.
16. Наймарк О.Б., Соковиков М.А. О механизме адиабатического сдвига и высокоскоростное нагружение материалов// Математическое моделирование систем и процессов. – 1995. – № 3. – С.71–76.
17. Jonas G.H. and Zukas J.A. Mechanics of penetration: analysis and experiments// Int. J. Eng. Sci. – 1978. – №11. – P.879–900.

18. Мосс Дж.Л. Влияние ударных волн на величину, скорость и температуру деформаций в адиабатических полосах сдвига // Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов. – М.: Металлургия, 1984. – С.30 - 40.
19. Зукас Дж.А. Проникание и пробивание твердых тел // Динамика удара. – М.: Мир, 1975 – С.110 - 172.

Получено 17.06.2004.