

На правах рукописи

БАВИЛОВ ДМИТРИЙ СЕРГЕЕВИЧ

**ДИНАМИКА СТРУКТУРНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ В МАТЕРИАЛЕ
ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ**

01.02.04- механика деформируемого твердого тела

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург, 2017

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт проблем машиноведения Российской академии наук (ИПМаш РАН)

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий лабораторией физики разрушения
ИПМаш РАН
Мещеряков Юрий Иванович

Официальные оппоненты: доктор технических наук,
заведующий лабораторией неклассических
моделей механики композиционных материалов
в Институте прикладной механики РАН
Лурье Сергей Альбертович

доктор физико-математических наук,
заведующий лабораторией оптоэлектроники и
голографии в Физико-техническом институте
имени А.Ф. Иоффе РАН
Муратиков Кирилл Львович

Ведущая организация: Санкт-Петербургский государственный университет

Защита состоится 01 июня 2017г. в 14:00 часов на заседании диссертационного совета Д 002.075.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт проблем машиноведения Российской академии наук по адресу: 199178, г.Санкт-Петербург, Большой пр. В.О., д.61.

С диссертацией можно ознакомиться в ОНТИ Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт проблем машиноведения Российской академии наук.

Автореферат разослан " _ " _____ 2017г.

Учёный секретарь

диссертационного совета

Д 002.075.01

В.В. Дубаренко

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Современный уровень развития промышленности ставит перед механикой сплошных сред задачу расчёта прочности и прогнозирования поведения материалов при кратковременных интенсивных воздействиях, которое может существенным образом отличаться от его работы в условиях статического нагружения. Одной из важных задач в данной области является описание структурных преобразований материала, связанное с изменениями в его кристаллической решётке и происходящее за чрезвычайно малые времена, не превышающие несколько микросекунд. Интерес к данной проблеме обусловлен интенсивным развитием экспериментальных методик в области высокоскоростного деформирования при ударно-волновых процессах. Многочисленные эксперименты по динамическому деформированию свидетельствуют о том, что в определённом диапазоне воздействий в материале могут происходить изменения в кристаллической решетке (образование дефектов, двойников, полос локализованного сдвига и т.п.) Исследование этих процессов охватывает широкий круг вопросов, таких как контроль прочностных характеристик материалов, создание материалов с улучшенными свойствами, оценка локальных напряжений и деформаций.

Цель работы заключается в изучении механизма передачи энергии на внутренние степени свободы материала, динамика которых связана с изменениями в его структуре, и в определении необходимых условий для их возникновения.

Методика исследования основана на использовании структурно-реологической модели сплошной среды. Для построения приближённого решения нестационарной задачи о распространении импульса в полубесконечной двухкомпонентной среде применяется метод переменного

интервала, разработанный Л.И. Слепяном для исследования нестационарных деформаций.

Научная новизна работы составляют следующие **результаты выносимые на защиту**:

1. Разработка модели, учитывающая динамику структурных преобразований
2. Оценка длительности процесса структурных преобразований
3. Определение критической величины деформации, соответствующей началу неустойчивого участка на определяющей диаграмме, и её связь с микропараметрами материала.
4. Исследование эффекта уменьшения амплитуды начального импульса при ударном воздействии, наблюдаемого в экспериментах по высокоскоростному деформированию, за счёт динамики внутренних степеней свободы

Практическая значимость

Предложенная модель может быть использована при разработке энергопоглощающих материалов, выполняющих защитную функцию при ударном воздействии.

Достоверность полученных результатов обеспечивается согласованностью выводов, сделанных на основе теоретической модели, с экспериментальными данными по высокоскоростному деформированию и сопоставлением полученных аналитических решений с численными расчётами.

Аппробация работы

Результаты диссертации докладывались на нескольких международных конференциях: European Solid Mechanics Conference (Грац, Австрия, 2012), GAMM-2013 (Нови-Сад, Сербия, 2013), International Conference on Theoretical and Applied Mechanics (Венеция, Италия, 2014), European Nonlinear Dynamics Conference (Вена, Австрия, 2014), International Symposium

on Shock Waves (Тель-Авив, Израиль, 2015), а также на Зимней школе по механике сплошных сред (Пермь, 2013) и на семинаре на кафедре теоретической механики в Санкт-Петербургском государственном университете (2017).

Публикации

По теме диссертации опубликовано 7 работ. Список публикаций приведён в конце автореферата.

Структура и объём работы

Работа состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Общий объём диссертации составляет 130 страниц, включая 62 рисунка. Список литературы содержит 120 наименований.

Содержание работы

Первая глава диссертации начинается с описания экспериментов по высокоскоростному деформированию, проводимых в Институте проблем машиноведения под руководством Мещерякова Ю.И., в которых с помощью интерферометра определяется изменение скорости свободной поверхности образца во времени при ударном воздействии. Уменьшение максимального значения скорости на интерферограмме (рис.1), наблюдаемое в определенном диапазоне скоростей ударника, показывает, что часть энергии уходит на изменения кристаллической решётки материала, что подтверждается микроструктурными исследованиями.

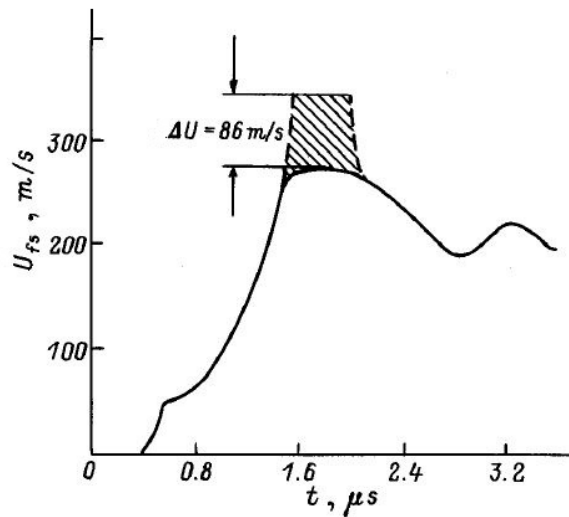


Рис.1. Временной профиль скорости

К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по данной теме, что указывает на необходимость создания модели, учитывающей переход энергии на внутренние степени свободы при ударно-волновом процессе, сопровождающийся структурными преобразованиями. Проводя анализ имеющейся литературы, можно выделить два подхода к моделированию материалов, подверженных фазово-структурным превращениям. Первый из них основан на предположении о немонотонной определяющей кривой (рис.2), ниспадающая ветвь которой разделяет две устойчивых фазы материала.

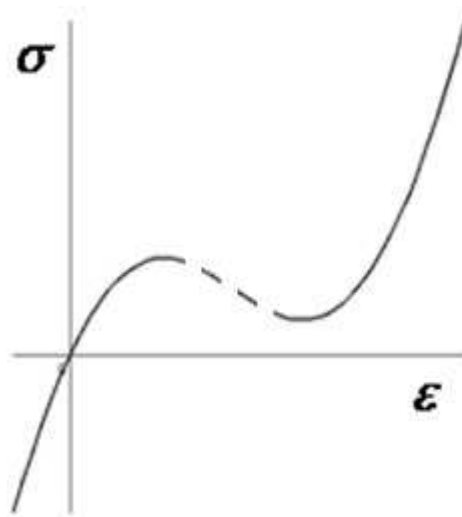


Рис.2. Немонотонная определяющая кривая

Как статическая, так и динамическая постановка задач с подобной зависимостью напряжения от деформации, как правило, не допускают единственного решения, что приводит к необходимости введения соотношения, связывающего конфигурационную силу со скоростью движения межфазной границы, положение которой выступает в роли дополнительной степени свободы. Другой подход опирается на многокомпонентную механику, с точки зрения которой материал представляет собой сложную многоуровневую систему из нескольких взаимодействующих континуумов. Фаза в этом случае определяется как концентрация соответствующей компоненты. В данной работе рассматривается одномерная двухкомпонентная модель материала, состоящего из двух кристаллических решёток, имеющих близкие физические характеристики и связанные нелинейной силой взаимодействия. Измеряемым макропараметром здесь служит перемещение их центра масс, а в качестве дополнительной степени свободы, отвечающей за структурные преобразования, рассматривается их относительное смещение.

Во второй главе приводятся основные уравнения двухкомпонентной среды, записанные относительно центра масс $U = \frac{\rho_{10}u_1 + \rho_{20}u_2}{\rho_{10} + \rho_{20}}$ и разности смещений $z = u_1 - u_2$. Здесь $u_i (i = 1, 2)$ - это перемещение каждой из компонент, а $\rho_{i0} (i = 1, 2)$ обозначает их плотность в исходном недеформированном состоянии. В данной модели считается, что диссипация энергии на макроуровне обусловлена только их относительным движением и не учитываются пластические свойства материала. Поэтому предполагается, что каждая из компонент подчиняется закону Гука. Тогда уравнения баланса импульса принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{1}{c_u^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} &= \alpha \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \\ \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} - \frac{1}{c_z^2} \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} &= \beta R(z, \dot{z}) + \gamma \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (2.1)$$

где введены следующие обозначения: $c_u^2 = \frac{E_1 + E_2}{\rho_{10} + \rho_{20}}$, $c_z^2 = \frac{E_1 E_2 (\rho_{10} + \rho_{20})}{(E_1 + E_2) \rho_{10} \rho_{20}}$.

Параметры α , β и γ определяются физическими свойствами материала:

$$\alpha = \frac{E_2 \rho_{10} - E_1 \rho_{20}}{(E_1 + E_2)(\rho_{10} + \rho_{20})}, \quad \beta = \frac{E_1 + E_2}{E_1 E_2}, \quad \gamma = \frac{E_2 \rho_{10} - E_1 \rho_{20}}{E_1 E_2}.$$

Через E_i обозначен модуль Юнга соответствующей компоненты. Нелинейная сила взаимодействия $R(z, \dot{z})$ с учётом периодичности кристаллической структуры задаётся следующим выражением:

$$R = K \sin \lambda z + \nu \dot{z}, \quad (2.2)$$

где параметр K определяет её максимальное значение, а коэффициент ν характеризует диссипацию. Величина $\lambda = \frac{2\pi}{d}$ обратно пропорциональна периоду кристаллической структуры. Основная задача исследования состоит в построении решения системы (2.1), дополненной соответствующими

начальными и граничными условиями, позволяющего показать эффект уменьшения начального импульса за счёт преобразования внутренней структуры, и определении условий, при которых он происходит. Самостоятельный интерес представляет вопрос о существовании немонотонной зависимости между напряжением и деформацией аналогичной той, которая изображена на рис. 1.2. Для исследования этой проблемы рассматривается квазистатическая задача о кинематическом растяжении стержня длины l , один торец которого закреплён, а другой движется по заданной зависимости от времени $U_0(t)$. В квазистатической постановке задачи в системе (2.1) не учитываются инерционные слагаемые, и тогда она сводится к нелинейной краевой задаче со смешанным граничными условиями

$$w_{\xi\xi} - \theta^2 \sin w = 0$$

$$w_{\xi=0} = 0, w|_{\xi=1} + \frac{\partial w}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1} \frac{4m^2}{\delta^2} = \frac{2(1+m^2)p_2\varepsilon_0}{\delta}. \quad (2.3)$$

Здесь введены следующие безразмерные переменные:

$$\xi = \frac{x}{l}, w = z\lambda, \varepsilon_0(t) = \frac{U_0(t)}{l}, \vartheta^2 = K\beta\lambda^2, \delta = 1 - m^2 = \frac{E_2 - E_1}{E_2}. \quad \text{Её анализ}$$

показывает, что существуют значения параметров, обеспечивающие

однозначную, но немонотонную зависимость напряжения $P = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{E_1 + E_2}$ от

деформации ε_0 , пример которой изображён на рис.3. Точками обозначено численное решение задачи.

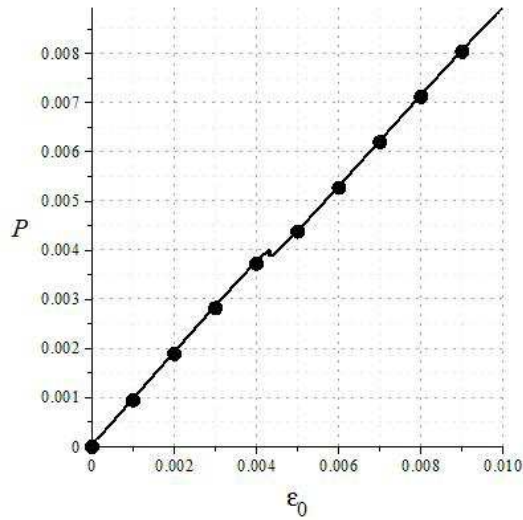


Рис.3. Немонотонная определяющая диаграмма

Связь критической деформации ε_{0cr} , отвечающей началу неустойчивого участка на определяющей кривой, с параметрами микроструктуры устанавливается с помощью следующего соотношения:

$$\varepsilon_{0cr} = \frac{\pi(1-\delta)\vartheta}{2\delta\lambda l h \vartheta}. \quad (2.4)$$

Влияние микроструктуры на деформированное состояние образца проявляется в том, что оно, в отличие от однокомпонентной модели, перестает быть однородным. При этом его отклонение $\Delta\varepsilon$ от заданного значения на границе выражается периодической функцией с частотой, зависящей от соотношения между длиной образца и характерным размером микроструктуры, а также от самой деформации ε_0

$$\Delta\varepsilon = \frac{\partial u}{\partial \xi} - \varepsilon_0 = -\frac{\vartheta^2 \cos(\lambda \delta \varepsilon_0 \xi)}{4(\lambda)^2 \varepsilon_0}. \quad (2.5)$$

В результате анализа квазистатической задачи (2.3) было установлено, что в макро-образце с близкими физическими характеристиками компонент определяющая кривая с неустойчивым участком не реализуется и,

следовательно, переход материала в новое состояние при квазистатическом нагружении невозможен. Его удаётся осуществить только при динамическом воздействии на систему с частотным спектром, согласующимся со спектральной характеристикой системы.

Третья глава посвящена методу переменного интервала в нестационарных задачах механики, который будет использован для построения приближённого решения системы (2.1). Особенности его применения показаны на примере динамической задачи термоупругости, которая рассматривается в полубесконечной области, подвергаемой внезапному нагреву на границе. Динамические уравнения термоупругости при несвязанной постановке задачи имеют вид

$$\begin{aligned} \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\partial T}{\partial t} &= 0 \\ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} &= \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + 2\mu} \alpha \frac{\partial T}{\partial x} \end{aligned} \quad (3.1)$$

где введены следующие обозначения: χ - коэффициент температуропроводности, α - коэффициент теплового расширения, λ, μ - постоянные Ламе, c_0 - скорость звука. Неизвестными функциями являются температура $T(x, t)$ и перемещение $u(x, t)$. Действие теплового источника, задаваемого в виде прямоугольного импульса высотой J_0 и длительностью t_0 , считается сосредоточенным на границе области

$$\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = J_0 (H(t) - H(t - t_0)). \quad (3.2)$$

Здесь κ - это коэффициент теплопроводности, а через $H(t)$ обозначена функция Хевисайда. Решение задачи (3.1-3.2) с нулевыми начальными условиями хорошо известно, однако, оно выражается через специальные функции и позволяет оценить напряжённо-деформированное состояние

только на малых временах вблизи источника в области, охваченной тепловым возмущением. При увеличении расстояния до точки регистрации акустического сигнала возникают трудности вычислительного характера, связанные с рассмотрением двух разномасштабных процессов, протекающих с разной скоростью: распространения тепла и движения звуковой волны. В этом случае для построения приближённого решения предлагается воспользоваться методом переменного интервала, вводя две неизвестные функции $l(t)$ и $L(t)$, отвечающие распространению тепловой и акустической волны. Суть этого метода состоит в том, что, аналогично процедуре Галёркина, решение дифференциального уравнения ищется в виде разложения по формам, однако длина промежутка, в отличие от классического подхода, не является фиксированной величиной, а меняется во времени. Для её определения применяется критерий минимума среднего квадратичного отклонения приближённого решения $\tilde{u}(x,t)$ от точного решения задачи $u(x,t)$

$$\frac{\partial}{\partial l} \int_0^l (\tilde{u} - u)^2 dx = 0 \quad (3.3)$$

Разыскивая частное решение второго из уравнений (3.1) в виде

$$\tilde{u}_1(x,t) = \sum_{n=0}^N Q_n(t) \cos \frac{\pi(2n+1)x}{2l} H(L-x) \quad \text{после процедуры Галёркина,}$$

приходим к уравнению движения маятника с обобщённой силой, зависящей

от длины интервала, которое при условии $\frac{l(t)(2n+1)}{L(t)} \ll 1$ может быть

записано следующим образом:

$$\ddot{Q}_n + \Omega_n^2 Q_n = 4\tilde{\alpha}c_0^2 Lq(t), \quad (3.4)$$

где $\tilde{\alpha} = \alpha \frac{(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + 2\mu}$, а функция $q(t) = \frac{4J_0 \exp(-1/4)}{\sqrt{3a\pi}\sqrt{\chi}} \left(\sqrt{t} - \sqrt{t-t_0} H(t-t_0) \right)$

определяет распределение температуры. Его решение представляется в виде интеграла Дюамеля

$$Q_n(t) = \frac{16J_0 \exp(-1/4) c_0^2 \tilde{\alpha}}{\sqrt{3\pi a} \sqrt{\chi} L \Omega_n} \int_0^t (-1)^n \left(\sqrt{s} - \sqrt{s-t_0} H(s-t_0) \right) \cos \Omega_n s ds, \quad (3.5)$$

который может быть приведён к удобному для вычислений виду с помощью интегралов Френеля. В итоге получается, что динамический отклик системы на внезапный нагрев представляет собой биполярный импульс с соразмерными фазами растяжения и сжатия, изображённый на рис. 4, где показано развитие деформации во времени в фиксированном сечении образца.

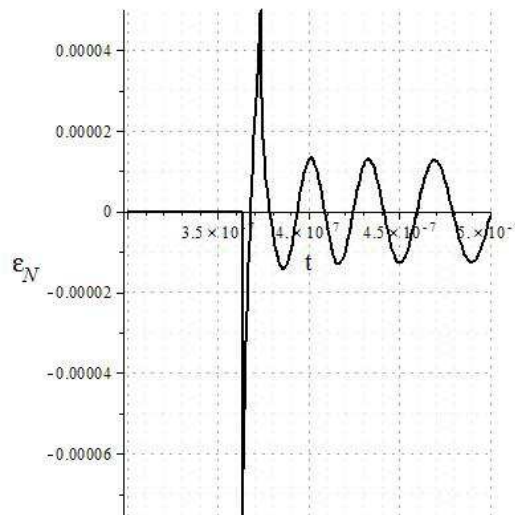


Рис.4. Зависимость деформации от времени

Этот результат, полученный методом переменного интервала, согласуется с экспериментальными данными по лазерному облучению пластин из диэлектрических материалов. В последней главе вышеуказанный метод

используется для описания процесса передачи энергии на внутренние степени свободы, приводящего к структурным преобразованиям материала.

В четвертой главе рассматривается динамика элемента из структурно-реологической модели двухкомпонентной среды, который представляет собой двухстепенной осциллятор с нелинейной связью между массами (рис.5),

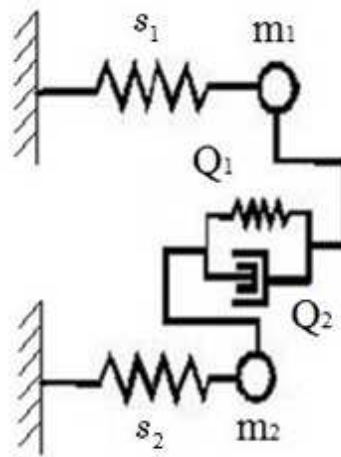


Рис.5. Дискретный элемент

Его динамические уравнения имеют вид

$$X_{\tau\tau} + X = \frac{\delta\varphi}{4} \quad (4.1)$$

$$\varphi_{\tau\tau} + 2n\varphi_{\tau} + \varphi + \kappa \sin \varphi = X\delta$$

Здесь по аналогии с уравнениями сплошной среды (2.1) введены перемещение центра масс $X(t)$ и относительное смещение φ . Малый параметр $\delta = \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{\omega_1^2}$ равен относительной разнице парциальных частот

$$\omega_i = \sqrt{\frac{s_i}{m_i}} \quad (i=1,2), \quad \text{где через } s_i \text{ обозначена жёсткость каждого из}$$

осцилляторов. Коэффициенты n и κ характеризует диссипацию и нелинейную связь. Для вывода системы из положения равновесия задаётся начальная скорость центра масс V_0 . При достижении ей критического значения $V_0 \approx \frac{\kappa}{\delta}$ происходят качественные изменения в динамике системы, разделяющейся на два этапа, на первом из которых благодаря биениям происходит сброс энергии на внутреннюю степень свободы. На втором этапе колебания относительного смещения быстро затухают и поведение маятников оказывается сходной с динамикой линейной системы, в которой по какой-то причине произошла расстройка частот (рис.4.2).

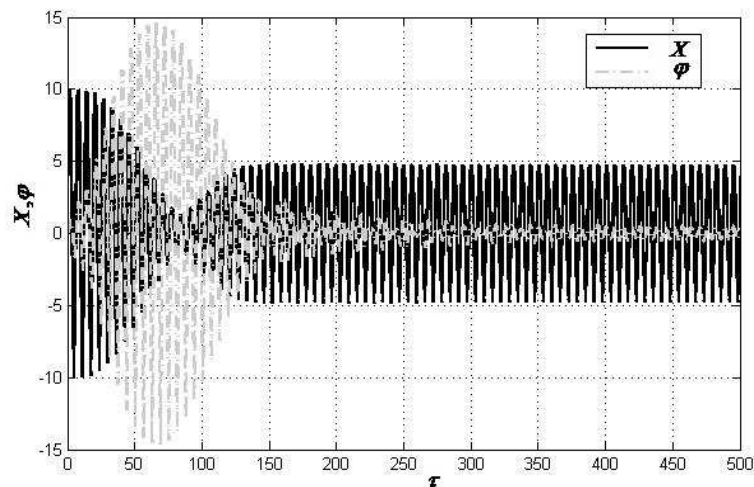


Рис.6. Колебания X и φ , $V_0 = 10$, $n = 0.011$, $\kappa = 1$

Отметим, что из-за наличия нелинейного слагаемого, оказывающего влияние только в узком временном диапазоне, амплитуда центра масс уменьшилась по сравнению начальной величиной за счёт динамики относительного движения. Чтобы получить аналитическое выражение, связывающее

параметры системы с конечной амплитудой, предположим, что работа нелинейной силы совершается в неизвестный момент времени τ_* . Тогда система (4.1) записывается в виде

$$\begin{aligned} X_{\tau\tau} + X &= \frac{\delta\varphi}{4} \\ \varphi_{\tau\tau} + 2n\varphi_{\tau} + \varphi + \kappa_0 \sin \varphi \delta_0(\tau - \tau_*) &= X \delta \end{aligned} \quad (4.2)$$

Здесь через $\delta_0(\tau)$ обозначена дельта-функция Дирака. Для определения двух неизвестных τ_* и κ_0 требуется два условия, первое из которых заключается в ортогональности заданного воздействия к одной из форм собственных колебаний. Из него следует, что

$$\tau_* = \frac{\pi k}{1 - \frac{\delta}{4}}, \quad \kappa_0 = \frac{2V_0(-1)^k}{\sin \varphi_*}, \quad (4.3)$$

где неизвестный параметр k принадлежит множеству целых чисел. Он находится на основе энергетического баланса. Предполагается, что скачок энергии в точке τ_* равен работе сил вязкого трения до момента переключения. Данные условия позволяют получить довольно простое выражение, показывающее переход центра масс к гармоническому движению с уменьшенной амплитудой

$$X(\tau) = V_0 \left(\cos \frac{\delta\tau}{4} \sin \tau + (-1)^k \sin \frac{\delta(\tau - \tau_*)}{4} \cos(\tau - \tau_*) H(\tau - \tau_*) \right), \quad (4.4)$$

которое имеет важное значение для исследования сплошной среды.

В пятой главе осуществляется переход от дискретной модели к уравнениям сплошной среды (2.1), исследование которых начинается с построения дисперсионных кривых (рис.7).

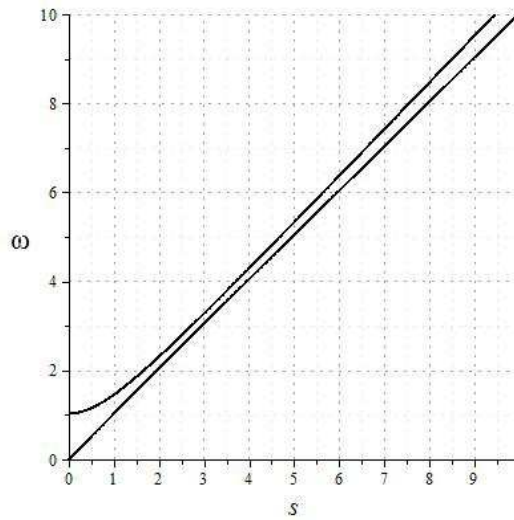


Рис.7. Дисперсионные кривые

При мало отличающихся параметрах решёток они располагаются достаточно близко друг от друга, чтобы нелинейное взаимодействие между компонентами могло привести к передачи энергии с нижней ветви, отвечающей движению центра масс на верхнюю, связанную с их относительным перемещением. Для этого к уравнениям (2.1) применяется метод переменного интервала. Как и при рассмотрении динамической задачи термоупругости (3.1), их решение ищется в виде

$$\begin{aligned}
 U &= \sum_{n=1}^N Q_n(t) \cos \frac{\pi(2n+1)x}{2l} H(l-x) \\
 z &= \sum_{n=1}^N q_n(t) \cos \frac{\pi(2n+1)x}{2l} H(l-x)
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

и в итоге процедура Галеркина приводит к следующим уравнениям относительно функций $Q_n(t)$ и $q_n(t)$

$$\begin{aligned}
 \ddot{Q}_n + Q_n &= \frac{\delta q_n}{4} - \frac{2\sigma_{imp}(\tau/\Omega_n)}{\Omega^2 l} \\
 \ddot{q}_n + \frac{\nu}{\Omega_n} \dot{q}_n + q_n + \frac{2}{\Omega_n^2} J_1(q_n) &= \delta Q_n
 \end{aligned}
 \tag{5.2}$$

которые оказываются схожими по своей структуре с уравнениями динамики дискретного элемента (4.1). Следовательно, к ним применимы те же рассуждения, которые были сделаны для того, чтобы получить аналитическое решение (4.4), показывающее уменьшение амплитуды начального импульса за счёт динамики внутренней степени свободы. Аналоги соотношений (4.3) для системы (5.2) имеют вид

$$\tau_* = \frac{\pi k}{1 - \frac{\delta}{4}}, \quad -\frac{2\sigma_0}{l} = \frac{(-1)^k J_1(q(\tau_*))}{\Omega_n}, \quad k = 1, 2, \dots, \quad (5.3)$$

где через $J_1(q)$ обозначена функция Бесселя I рода. Они позволяют оценить длительность процесса структурных преобразований, для которой было получено следующее выражение

$$t_* = \tau_* \sqrt{-\frac{(-1)^k}{\sin \frac{\delta \tau_*}{4} \cos \tau_*}}. \quad (5.4)$$

Неизвестный параметр k так же, как и в дискретной модели, находится на основе энергетического баланса. Данный результат сравнивается с численным интегрированием уравнений с нулевыми начальными условиями (2.1) в полубесконечной области, на торце которой задается напряжение в виде прямоугольного импульса конечной длительности t_0 . Если полагать, что оно распределяется пропорционально плотности компонент, то граничные условия принимают вид

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial U}{\partial x} \right|_{x=0} &= \sigma_0 (H(t) - H(t - t_0)) \\ \left. \frac{\partial z}{\partial x} \right|_{x=0} &= \delta \sigma_0 (H(t) - H(t - t_0)) \end{aligned} \quad (5.5)$$

В работе показано, что передача энергии на внутренние степени свободы возможна только в том случае, если длительность импульса t_0 не превышает величину обратно пропорциональную характерной частоте сплошной среды

$$\omega^* = c_1 \sqrt{\frac{2K\lambda}{E_1}}.$$

На рис. 8 и 9 показаны распределения деформации $\varepsilon = \frac{\partial U}{\partial x}$ и

относительного смещения z в различные моменты времени.

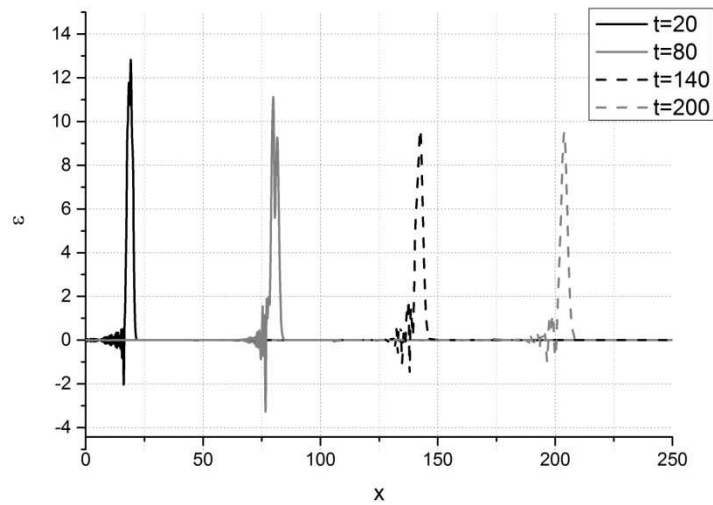


Рис.8. Распределение деформаций, $\sigma_0 = 11$, $t_0 = 3$

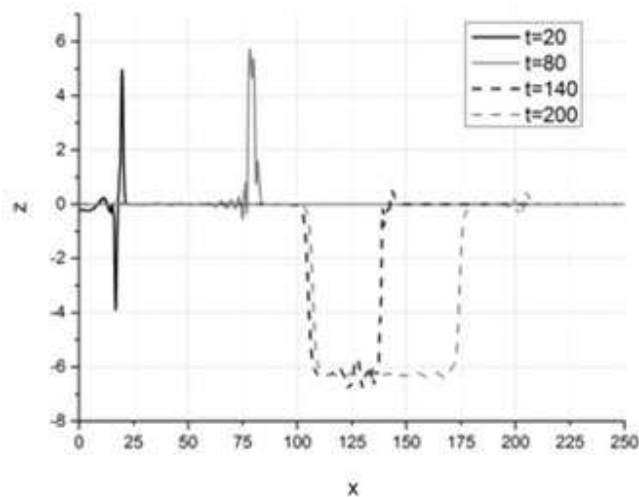


Рис.9. Распределение относительного смещения, $\sigma_0 = 11$, $t_0 = 3$

Они демонстрируют влияние внутренней степени свободы, проявляющееся в уменьшении амплитуды первоначального импульса. При этом относительное смещение занимает новое устойчивое равновесное состояние, отвечающее структурному преобразованию материала.

Основные результаты и выводы

1. Предложена двухкомпонентная модель материала с нелинейной силой взаимодействия, описывающая динамику структурных изменений при нестационарном воздействии.
2. В рамках квазистатической задачи получена немонотонная зависимость напряжения от деформации и установлена связь критической деформации, соответствующей началу неустойчивого участка. Показано, что при близких физических характеристиках компонент переход материала в новое состояние при квазистатическом нагружении неосуществим.
3. На основе континуально-дискретной аналогии произведена оценка длительности процесса структурных преобразований.
4. Определены условия, при которых начинается процесс структурных преобразований. В частности, установлена связь длительности импульсного воздействия с характерной частотой системы.

Публикации по теме диссертации

1. Indeitsev D. A. et al. Multi-scale model of steady-wave shock in medium with relaxation //Acta Mechanica. – 2015. – Т. 226. – №. 3. – С. 917-930. (Scopus)
2. Индейцев Д.А., Мещеряков Ю.И., Кучмин А.Ю., Вавилов Д.С. Многомасштабная модель распространения стационарных упругопластических волн// Доклады Академии наук. -2015. -Т.456.- №.5. С.537. (Scopus)

3. Indeitsev D. A., Skubov D. Y., Vavilov D. S. Problems of Describing Phase Transitions in Solids //Mechanics and Model-Based Control of Advanced Engineering Systems. – Springer Vienna, 2014. – С. 181-188. (Scopus)
4. Вавилов Д. С., Наумов В. Н. Динамика взаимодействия включения с упругим телом //Вестник Нижегородского университета им. НИ Лобачевского. – 2011. – №. 4-4.
5. Skubov D. Y., Vavilov D. S. Dynamics of the conductivity solid bodies in a high-frequency alternating magnetic field //Acta Mechanica. – 2014. – Т. 225. – №. 7. – С. 1901. (Scopus)
6. Indeitsev D. A. et al. Two-Component Medium with Unstable Constitutive Law //RECENT ADVANCES in MECHANICAL ENGINEERING and MECHANICS. – 2014. – С. 73. (Scopus)
7. Индейцев Д.А., Скубов Д.Ю., Вавилов Д.С. Динамическая модель структурных преобразований// Упругость и неупругость. Материалы международного научного симпозиума по проблемам механики деформируемых тел.-М.: Изд-во Московского университета.-2016.