

6. Кузнецов Л.И. Осцилляции давления на мишени при импульсном лазерном облучении // ЖТФ. 1990. Т.60, № 8. С.190-192.
7. Углов А.А., Селищев С.В. Автоколебательные процессы при воздействии концентрированных потоков энергии // М.: Наука, 1987. 150 с.
8. Самохин А.А. Фазовые переходы первого рода при действии лазерного излучения на поглощающие конденсированные среды. М.: Наука, 1988. (Тр. ИОФАН. Т.13. С.3-98).
9. Kuznetsov L.I. Screening properties of the erosion torch and pressure oscillations at a laser - irradiated target // SPIE. 1991. Vol.1440. P.222-228.
10. Березин Ю.А., Ковеня В.М., Яненко Н.Н. Разностный метод решения задач обтекания в "естественных" координатах // Аэродинамика. М.: Наука, 1976. С.253-259.
11. Булгакова Н.М. Численное моделирование импульсных струй вязкого теплопроводного газа // ПМТФ. 1992. № 4. С.93-99.
12. Сямонс Ж.А. Передача импульса поверхности при ее облучении мощным лазером // Аэрокосмическая техника. 1985. Т.3, № 9. С.21-27.
13. Ферритер А., Мейди В., Уинслоу С., Флек Д. Оптимизация параметров лазерного луча при передаче импульса волной детонации с лазерной поддержкой // РТК. 1977. Т.15, № 11. С.75-83.
14. Кузнецов Л.И. Взаимодействие светозероизионного факела с окружающей средой // Изв. АН СССР. Сер.физическая. 1991. Т.55, № 6. С.1163-1167.
15. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. Взаимодействие лазерного излучения с металлами // М.: Наука, 1988. 537с.

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕЛАКСАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ В СПЛОШНЫХ И ПОРИСТЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

В.А.Быченков, В.Ф.Куропатенко, Л.В.Хардина

Из экспериментов известно, что упругие ударные волны затухают вследствие зависимости пределов упругости и пластичности от скорости деформирования и последующей релаксации напряжений. В настоящее время известен ряд различных подходов к моделированию релаксационных динамических процессов в твердых телах [1-5]. Наиболее часто используются представления дислокационного механизма пластической деформации [6-11]. Предлагаемая модель упругопластического течения построена на базе дилатонной модели кинетической теории прочности [12;13], полагающей, что процесс деформирования определяют

коллективные тепловые флуктуации, возникающие в элементарных объемах тела (дилатонах) в силу ангармонизма тепловых колебаний кристаллической решетки. В [14;15] дилатонная модель получена на основе статистической теории прочности. В данной работе модель [14;15] уточнена и обобщена. Получены полные уравнения упругопластического течения непористого и пористого материала.

1. Модель откольного разрушения

Твердые тела способны выдерживать в течение того или иного промежутка времени растягивающие нормальные напряжения, сдвиговые касательные напряжения, а также положительные давления в окрестности пор. Рассмотрим элемент сплошной среды, находящийся в напряженном состоянии. Предположим, что деформации этого элемента как целого заморожены извне. И пусть в нем действуют растягивающие напряжения, максимальное из которых равно σ . Обозначим через $\tau(\sigma)$ время релаксации напряжения от максимально возможного уровня до значения σ , предполагая, что в процессе релаксации направление действия максимального напряжения сохраняется. Классическая кинетическая теория прочности определяет линейный характер связи σ от $\ln(\tau)$ в процессе релаксации напряжения [1]. Но такая зависимость оказывается справедливой лишь для времен $\tau > \tau_*$, $\approx 10^{-6} \div 10^{-3}$ с. В случае больших динамических напряжений и малых времен τ классическая модель заметно отличается от эксперимента.

В соответствии с дилатонной моделью [14;15] кинетической теории прочности безразмерное напряжение σ свяжем со временем τ соотношением

$$T \ln \tau / t_0 = T_* [\varepsilon - \sigma B f(\tau)], \quad (1)$$

где $t_0 = 10^{-13}$ с – период тепловых колебаний атомов; $T_* = c_p / \alpha R$, c_p – удельная теплоемкость, α – коэффициент линейного расширения, R – газовая постоянная; T – температура; $\varepsilon = \varepsilon_0 + 1 - \rho_{0k} / \rho$, ε_0 – критическая деформация атомной связи,

ρ_{0k} – кристаллическая плотность; $B = (c_1 t_0 / V_a^{1/3})^\beta$, c_1 – скорость продольных волн, V_a – объем атома. Параметр $\beta \approx 0.2 \div 0.3$ считается константой материала. Он обратно пропорционален показателю гомогенности – параметру функции распределения Вейбулла (см.[14]). С позиций статистической теории прочности средняя прочность тела на разрыв связана с его характерным размером L : $\sigma L^\beta = \text{const}$. В [14] получено выражение для функции $f(\tau)$ в (1) в виде

$$f(\tau) = (\tau / t_0)^\beta \quad (2)$$

и показано, что такая модель хорошо согласуется с экспериментальными данными по разрушению металлов при динамическом растяжении. Разрушение рассматривалось как процесс накопления повреждений, а критерий макроразрушений записывался в традиционной форме

$$\int_0^t \frac{dt}{\tau(\sigma)} = 1. \quad (3)$$

Функция $f(\tau)$ в форме (2) отвечает быстрой релаксации напряжений. Классической кинетической теории прочности должно быть поставлено в соответствие постоянное значение $f(\tau) = f_0$, отвечающее относительно медленной релаксации напряжений. Переход с первой, быстрой ветки $f(\tau)$ на вторую, медленную, осуществим начиная со времени τ_* и заканчивая временем $\pi\tau_*$. Потребуем в точке перехода $\tau = \tau_*$ непрерывности функции $f(\tau)$ и ее производной, а в точке $\tau = \pi\tau_*$ равенства производной нулю. Этих предположений достаточно, чтобы, задавшись некоторой формой $f(\tau)$ в переходной зоне $[\tau_*, \pi\tau_*]$, определить значение

$$f_0 = f(\pi\tau_*), \quad (4)$$

которое при $\tau \geq \pi\tau_*$ будем считать постоянным. Безразмерное растягивающее напряжение σ определим как соответствующую деформацию в условиях одноосного деформирования. Т.е.

$$\sigma = \sigma_{\max} / \left(K + \frac{4}{3} \mu \right),$$

где K – изэнтропический модуль всестороннего сжатия; μ – модуль сдвига; σ_{\max} – максимальное растягивающее напряжение. Критерий макроразрушения (3) предполагает, по существу, знание начальной поврежденности материала, т.е. соответствующей экспериментальной информации. Предполагается пойти по другому пути использования экспериментальных данных и переформулировать кинетическое уравнение (1) в напряжениях:

$$\sigma \cdot f(\tau) = \sigma_0 \cdot f_0 - \frac{T}{T_0} \left(K + \frac{4}{3} \mu \right) \ln \tau / t_0, \quad (5)$$

где $T = (c_1 t_0 / V_a^{1/3})^\beta$; σ – релаксирующее напряжение (нормальной размерности); σ_0 – константа. Значение σ_0 соответствует пределу прочности на разрыв в условиях статического нагружения.

Если известны результаты двух статических ($f = f_0$) испытаний $\sigma_i, t_i (i = 1, 2)$, где σ_i – величины внешних растягивающих напряжений; t_i – времена их действия до разрушения образца, то из (3) - (5) определяются значения

$$f_0 = \frac{T \left(K + \frac{4}{3} \mu \right)}{T_* (\sigma_1 - \sigma_2)} \ln t_2 / t_1,$$

$$\sigma_0 = \sigma_1 - \frac{T}{T_*} \left(K + \frac{4}{3} \mu \right) \frac{1}{f_0} \ln t_1 / t_0.$$

Таким образом, при известном из теории или эксперимента значении β и известных результатах двух статических испытаний неопределенность параметров кинетического уравнения (5) сохраняется лишь за счет длительности $(n-1)\tau_*$ переходного от динамики к статике участка.

2. Релаксация касательных напряжений

В [1] отмечено, что общие закономерности кинетики релаксации растягивающих напряжений могут быть перенесены и на другие физические процессы. В [15] была сделана успешная попытка использования кинетического уравнения (1) для описания затухания упругого предвестника в металлах.

В [16] был предложен закон течения для девиатора тензора напряжений S_{ij} с кинетикой его релаксации в форме (1). При этом в качестве напряжения σ выступал второй инвариант тензора напряжений

$$\sigma = \frac{J}{2\mu} = \frac{\sqrt{1.5S_{ij}S_{ij}}}{2\mu}.$$

Уравнения течения записываются в форме Прандтля-Рейса:

$$\dot{S}_{ij} + \lambda S_{ij} = 2\mu \dot{l}_{ij},$$

где \dot{l}_{ij} – девиатор тензора скоростей деформаций; $(\dot{})$ – яumannова производная; λ – положительный скаляр, зависящий от кинетического закона релаксации касательных напряжений. Быстрой релаксации напряжений отвечает значение

$$\lambda \approx \beta/\tau(J).$$

Динамическое значение максимальных касательных напряжений (динамический предел текучести) может быть представлен в виде

$$J = 2\mu \left| \dot{\epsilon} \right| / \lambda,$$

где $\dot{\epsilon}$ – скорость деформации в условиях одноосного сжатия.

В [16] представлены результаты расчетов волновых процессов в стали 3. Параметры кинетического уравнения для стали были взяты из работы [15]: $\alpha = 1.13 \cdot 10^{-5}$ град $^{-1}$, $c_p = 21.52$ Дж/(моль · град), $\rho = 7.85$ г/см 3 , $\beta = 0.256$, $V_a^{1/3}/t_0 = 2.277$ км/с, $\epsilon_0 = 0.22$. Значение коэффициента Пуассона при нормальных условиях равнялось 0.27, а скорость продольных волн $c_1 = 5.95$ км/с. Данные расчетов затухания упругого предвестника хорошо согласуются с экспериментальными данными, представленными в [15]. Хорошее соответствие с экспериментальными данными [15] было получено и в расчетах движения цилиндрических оболочек из стали 3, обжимаемых взрывом. В частности, удалось правильно описать конечное значение внутреннего радиуса оболочки в системе $[r_1, r_2, r_3, r_4] = [3.84, 4.74, 5.03, 5.48]$ мм, где $[r_1, r_2]$ – внутренняя оболочка;

$[r_3, r_4]$ – наружная оболочка; $[r_2, r_3]$ – продукты взрыва. Конечное значение радиуса r_1 составило: в расчете – 3.39 мм; в эксперименте – 3.28 мм. Аналогичный расчет с измененным значением параметра β (0.27 вместо 0.256) дал конечное значение $r_1 = 3.29$ мм.

Таким образом, есть основание надеяться, что модель упругопластического течения может правильно описывать диссипативные процессы, затухание упругих волн и откольное разрушение материалов при динамических нагрузках.

Так же, как это было сделано с уравнением кинетики растягивающих напряжений, представим кинетическое уравнение в напряжениях:

$$\frac{T}{T_*} 2\mu \ln \tau / t_0 = Y \cdot f_0 - J \cdot f(\tau). \quad (6)$$

Функция Y может считаться статическим пределом текучести, зависящим от давления и температуры. Зависимость Y от давления предлагается описывать дробно-рациональной функцией с помощью трех положительных констант Y_0 , α , A :

$$Y = Y_0 + \frac{\alpha P(A - Y_0)}{\alpha P + A - Y_0}. \quad (7)$$

При отрицательных давлениях P предел текучести Y будем принимать равным сцеплению Y_0 . Учет влияния на упругопластические характеристики материалов температуры осуществляется путем домножения значений предела текучести и модуля сдвига на множитель

$$\eta = 1 - (E_T / E_*)^2, \quad (8)$$

где E_T – тепловая составляющая внутренней энергии; E_* – энергия плавления.

Отметим, что функции ε в уравнении (1) отвечает значение константы α уравнения (7) для железа, равное 0.015.

Рассмотрим одноосное деформирование образца в условиях статики ($\dot{\varepsilon} \approx 10^{-4} \div 10^{-2} \text{ с}^{-1}$). Предельное значение инварианта J , соответствующее

заданной постоянной скорости деформирования $\dot{\varepsilon}$, находится из условия равенства скорости релаксации статического напряжения и скорости его роста за счет упругой деформации:

$$J = Y + \alpha \ln 2\mu \dot{\varepsilon} t_0 / \alpha,$$

где $\alpha = 2\mu \frac{T}{T_*} \frac{1}{f_0}$. Таким образом, зная результаты ε_i, J_i двух аналогичных статических испытаний, можно найти значения

$$f_0 = \frac{T}{T_*} \frac{2\mu}{J_1 - J_2} \ln \dot{\varepsilon}_1 / \dot{\varepsilon}_2,$$

$$Y = J_1 - \alpha \ln 2\mu \varepsilon_1 t_0 / \alpha.$$

3. Модель пористой среды

Проблема описания течения пористого материала в рамках механики сплошной среды чрезвычайно сложна. Можно лишь надеяться на построение модели, качественно верно отражающей основные закономерности протекания динамических процессов в пористом материале. Анализ моделей пористой среды, используемых в расчетах динамических задач, дан в обзоре [17]. В большинстве работ пренебрегается сопротивлением пористой среды сдвигу. Большое распространение получил подход Кэролла-Холта [18], использующий при построении модели идеализированные схемы поведения материала в окрестности пор. В работе [19] предложена более общая модель динамического деформирования пористых материалов, в которой учитывается сопротивление сдвигу и применены максвелловские представления о механизмах деформирования. Пористое вязкоупругое тело в [19] предполагается объемно релаксирующим.

В данной работе предлагается использовать статические соотношения между предельным давлением и величиной пористости в пористой среде и соотношения типа (5) – (6), определяющие общий вид связи между релаксирующим напряжением и временем.

Среду будем рассматривать как совокупность вещества и пор. К порам отнесем газ, давлением и массой которого будем пренебрегать. Веществу поставим в соответствие уравнение состояния

$$P = P(\rho, E),$$

где ρ – плотность; E – удельная внутренняя энергия; P – давление. К основным характеристикам среды отнесем пористость ψ , определенную как отношение объема пор к объему среды. Средние напряжения в среде определим пропорциональными средним напряжениям в веществе (коэффициент пропорциональности $1-\psi$). Связь между напряжениями и деформациями определим двумя составляющими – упругой и релаксационной. Упругие приращения деформаций вещества считаем пропорциональными текущим приращениям деформаций среды. Их отношение будем описывать монотонно убывающей функцией пористости $F_e(\psi)$, $F_e(0) = 1$, $F_e(\psi) = 0$. В случае малой пористости функция $F_e(\psi)$ может быть аппроксимирована экспоненциальной зависимостью

$$F_e(\psi) \approx \exp(-\alpha_e \psi),$$

где $\alpha_e > 0$ – константа среды. В силу сделанных предположений скорость слабых упругих волн в пористой среде относится к скорости соответствующих волн в среде, лишенной пористости, как $\sqrt{F_e(\psi)}$. Предельная квазистатическая зависимость давления от пористости вводится в виде

$$P_\psi = P_* \cdot F_p(\psi) \cdot \eta(E_T), \quad (9)$$

где $F_p(0) = 1$; P_* – давление закрытия пор; $\eta(E_T)$ – множитель в форме (8).
 Функцию $F_p(\psi)$ определим экспоненциальной зависимостью

$$F_p(\psi) = \begin{cases} \exp(-\alpha_p \psi) - \exp(-\alpha_p \psi_*), & \psi < \psi_*, \\ 0, & \psi \geq \psi_*, \end{cases} \quad (10)$$

где $\alpha_p > 0$, $\psi_* > 0.4$ – константы среды. Подобная (9)–(10) форма предельной зависимости давления от пористости была предложена в [20] как результат обобщения экспериментальной информации по сжатию пористых горных пород. Возможно использование и других форм зависимости статического давления от пористости.

Главным фактором, определяющим сопротивление пористого материала сжатию, является сдвиговая прочность матрицы. В связи с этим при конструировании модели кинетики релаксации объема в пористой среде будем опираться на кинетическое уравнение в форме (6), а именно:

$$P \cdot f(\tau) = P_\psi \left(f_0 - \frac{T}{T_*} \frac{2\mu}{P_*} \ln \tau/t_0 \right). \quad (11)$$

При этом будем иметь в виду следующее. Как отмечено в [19], основным уровнем, на котором релаксируют касательные напряжения, является микроструктурный, определяемый эволюцией дислокационного ансамбля. Релаксация же давления и объема осуществляется на более высоком уровне, зависящем, в частности, от среднего размера элемента матрицы. В связи с этим значения констант (τ_*, β) кинетического уравнения (11) могут не совпадать с соответствующими константами кинетики релаксации касательных напряжений. Они должны быть найдены с привлечением экспериментальной информации, главным образом данных по ударному и статическому сжатию пористых материалов. При этом динамические данные должны быть получены на различных базах пористых образцов материала в области давлений ниже давления закрытия пор. С помощью данных по затуханию волн должна быть сделана оценка констант β, τ_* . В настоящее время необходимой экспериментальной информацией мы не располагаем. Возможности моделирования ограничены качественным уровнем.

Оценка времен релаксации давления может быть сделана на основании расчетов схождения сферических оболочек малых размеров, имитирующих элемент пористой среды. Такие расчеты могут ответить также на вопрос о роли характерного размера матрицы на динамику процесса. С этой целью выберем стальные сферические оболочки, нагружаемые снаружи давлением постоянной величины P_0 . Относительный объем пор в такой сфере будем обозначать через ψ_0 . Если использовать модель течения сплошного материала без кинетики, то геометрически подобным сферическим оболочкам будут отвечать соответствующие подобные характерные времена. Припишем стали динамические значения прочности на разрыв 4 ГПа и сцепления $Y_0 = 0.5$ ГПа. Оболочки с $\psi_0 = 0.1$, нагружаемые давлением $P_0 = 2$ ГПа, сходятся в расчетах без кинетики за 0.08, 0.8 и 8 мкс, если соответствующее значение наружного радиуса R_0 взять равным

0,1, 1, 10 мм. Убывание относительного объема пор ψ от времени имеет линейный характер. Во всех аналогичных расчетах, выполненных с учетом кинетики релаксации касательных напряжений (с константами $\tau_* = 0,67$ мкс, $Y_0 = 0,6$, $n = 2$), зависимости схождения оболочек $\psi(t)$ нелинейны и близки между собой. В момент времени 5 мкс значение ψ равно 0,05, 0,048, 0,064 для оболочек с R_0 равным 0,1, 1, 10 мм соответственно. В момент 20 мкс соответствующие значения ψ равны 0,018, 0,019, 0,012, в момент 50 мкс – 0,005, 0,006, 0,005. Таким образом, решение с учетом кинетики качественно иное, геометрическое подобие решений существенно нарушилось, характерный размер матрицы слабо повлиял на схождение оболочек. Объясняется это тем, что главным фактором, влияющим на схождение оболочек при относительно низких давлениях, является характерное время релаксации касательных напряжений. Так, за время прохождения волной оболочки радиуса $R_0 = 10$ мм (~ 1 мкс) быстрая релаксация девиатора тензора напряжений у ее наружной границы уже закончилась. В оболочке с $R_0 = 0,1$ мм в момент выхода волны на внутреннюю границу интенсивность сдвиговых напряжений более чем в три раза выше соответствующих статических значений. Сопротивление сдвигу и ускорению второй оболочки существенно выше первой, если рассматривать геометрически подобные времена. Расчеты с наружным давлением $P_0 = 3$ ГПа также показали слабое влияние размера оболочки на ее схождение. Время схождения в центр оболочек радиуса 0,1 и 1 мм оказалось примерно равным (~ 12 мкс). Увеличение начального относительного объема пор от значения $\psi_0 = 0,1$ до величины 0,2 снизило время схождения до $3 \div 4$ мкс. Во всех остальных случаях ($P_0 = 1$ ГПа, $P_0 = 2$ ГПа, $\psi_0 = 0,05$, $\psi_0 = 0,1$, $\psi_0 = 0,2$) времена быстрого движения оболочек составляли десятки микросекунд, а увеличение ψ_0 при сохранении давления P_0 либо увеличивало время движения, либо практически его не изменяло. Эти результаты позволяют сделать вывод о влиянии на динамические кривые сжатия начальной пористости. При увеличении давления динамические кривые давление – плотность для материалов с различной начальной пористостью должны пересекаться. Вывод согласуется с экспериментальными данными по динамическому сжатию пористого железа [21].

Параметры f_0, P_* кинетического уравнения (11) могут быть найдены из результатов двух статических испытаний при разных скоростях деформирования. Статическому деформированию отвечает (приближенно) кинетическое уравнение в виде (11). При этом скорость упругого изменения давления близка к скорости его релаксации:

$$KF_e \dot{\varepsilon} \approx \frac{T}{T_*} 2\mu F_p \frac{1}{f_0} \frac{1}{\tau}$$

Отсюда следует

$$f_0 = \frac{T}{T_*} 2\mu \frac{1}{P_1 - P_2} \ln \varepsilon_1 / \varepsilon_2,$$

$$P_* = P_1 + \frac{T}{T_*} 2\mu \frac{1}{f_0} \ln \frac{T}{T_*} 2\mu \frac{1}{f_0} \frac{1}{K\varepsilon_1},$$

где P_1 и P_2 – давления при одной и той же малой пористости, реализуемые в испытаниях со скоростью деформирования $\dot{\varepsilon}_1$ и $\dot{\varepsilon}_2$ соответственно.

4. Расчет кривых сжатия пористого железа

Представленная в [21] экспериментальная информация по динамическому и статическому уплотнению пористого железа не позволяет однозначно определить параметры кинетического уравнения (11).

Динамическое уплотнение осуществлялось ударом по образцу стальной пластины. Давление регистрировалось диэлектрическим датчиком, а плотность материала определялась методом последующего взвешивания в воде вырезанного из уплотненного ударом образца небольшого элемента. Размеры и структурные характеристики пористого материала не указаны. Толщина ударника и база измерения не приведены. Нет в [21] оценок точности экспериментальных данных. Последние, между тем, могли быть сделаны только с учетом кривых разгрузки пористого материала. Если предположить, что толщина ударника была порядка 1 см, а скорость волны разгрузки в пористом материале существенно выше скорости волны сжатия, то характерное время выхода волны разгрузки от тыльной стороны ударника на базу в пористом железе порядка 1 см составляло $\sim 10^{-5}$ с. Необходимо отметить также, что нагрузка образца имеет сложный характер, связанный с прохождением волн сжатия и разгрузки, релаксацией сдвиговых напряжений в ударнике и давления – в мишени. В связи со всеми этими обстоятельствами волевым решением был зафиксирован выбор постановки динамических расчетов. Кривая давление – плотность определялась на расстоянии 5 мм от места удара в течение промежутка времени от 6 до 10 мкс с момента удара. Варьировались постоянное давление на границе и пористость материала. Шаг пространственной сетки во всех расчетах динамики составлял 0.08 мм.

В [21] не указана скорость деформирования при статическом нагружении пористого железа. Примем ее равной 10^{-3} с $^{-1}$. Расчеты статического нагружения проходили для плоской системы длиной 1 см. Слева задавалась скорость 10^{-3} см/с, справа – неподвижная жесткая стенка. В системе брался один интервал пространственной сетки. Шаг по времени равнялся 0.1 с. Время расчета кривой сжатия до закрытия пористости соответствовало примерно $1000\psi^0$ с, где ψ^0 – начальная пористость.

Были проведены расчеты статических и динамических кривых сжатия для трех значений начальной пористости ψ^0 : 0.1, 0.2 и 0.3. Эти значения близки к соответствующим значениям пористости в экспериментах [21]. Выбор параметров кинетического уравнения осуществлялся следующим образом. Не имея достоверных данных о пределе текучести пористого материала, было

предположено, что динамический предел текучести пористого железа пропорционален давлению. Это, в свою очередь, позволило ограничиться расчетом кривых напряжение – плотность, полагая, для простоты, тензор напряжений шаровым. Таким образом, выбор параметров был связан с уравнениями упругой деформации $F_e(\psi)$ и кинетическим уравнением для давления (11). Для малой пористости значение константы α_e у функции $F_e(\psi)$ было принято равным 2.16. Вследствие этого выбора скорость упругих волн оказывается равной: 4.13 км/с – для пористости $\psi^0 = 0.1$; 3.63 км/с – для $\psi^0 = 0.2$; 3.18 км/с – для $\psi^0 = 0.3$. Функция $F_p(\psi)$, определяющая форму зависимости давления от пористости в виде (10), плохо аппроксимирует статические данные [21]. Пришлось подбирать $F_p(\psi)$ в зависимости от начальной пористости. Хорошо аппроксимируются данные по статическому сжатию в выражении

$$F_p(\psi) = (1 - \psi)^{18} \left(1 + b(\psi^0) \cdot \psi^3 \right),$$

где $b(0.1)=0$, $b(0.2)=660$, $b(0.3)=897$. При этом статическое давление закрытия пор равнялось 2 ГПа. Анализ динамических и статических экспериментальных данных показал, что значение параметра β в кинетическом уравнении (11) должно заключаться в интервале (0.05, 0.2). Волевым путем было принято решение: $\beta = 0.1$; $n = 2$. Отношение динамического давления к статическому, согласно данным [21], составляет от 3.8 до 2.5 – в зависимости от начальной и текущей пористости. Значение константы τ_* было выбрано из условия, что динамическое давление при $\tau = 1$ мкс в 3 раза превосходит статическое, реализуемое при скорости деформации 10^{-3} с^{-1} , и τ_* оказалось равным 0.02 с. Для реализации указанного трехкратного превышения динамического давления над статическим требуется скорость деформации, зависящая от пористости и равная $4 \cdot 10^3 F_p / F_e \left[\text{с}^{-1} \right]$. Остается отметить, что, в силу сделанных предположений, статическое давление закрытия пор оказывается равным $P_* = 2.45$ ГПа, а время τ , соответствующее статическому нагружению, равняется $0.08 F_p / F_e \left[\text{с} \right]$.

Основная цель расчета статических и динамических кривых сжатия пористого железа состояла в проверке сделанных предположений и выбранных констант, в первую очередь – характера соответствия динамических расчетных кривых экспериментальным.

Статические экспериментальные зависимости давления от плотности сходятся при малой пористости, а на начальном участке давление тем выше, чем выше начальная пористость. Соответствующие динамические кривые ведут себя иначе. Начиная с некоторой плотности кривая для большей начальной пористости идет ниже кривой для меньшей начальной пористости. Так как кинетическое уравнение опирается на статическую зависимость давления от пористости и не содержит никакой другой информации о начальной структуре материала, то представляет интерес анализ влияния этого фактора на ход расчетных динамических кривых.

Результаты проведенных расчетов и данные экспериментов из [21] представлены на рис. 1.

В нижней части графика расположены рассчитанные и экспериментальные кривые давление – плотность в условиях статического нагружения. Эти кривые совпадают с точностью до ошибки аппроксимации функции $F_p(\psi)$, связанной с разрешающей способностью представления графических данных в [21] и проведенной интерполяцией экспериментальных данных на начальную пористость $\psi^0 = 0.1, 0.2, 0.3$ (отличающуюся от начальной пористости железа в эксперименте на уровне $\sim 5\%$). Отрезками кривых в верхней части рисунка показаны рассчитанные динамические зависимости давление – плотность на расстоянии 5 мм от места удара в течение промежутка времени 6 – 10 мкс. Эти кривые, в основном, имеют точки пересечения с экспериментальными динамическими кривыми давление – плотность из [21]. Слабая тенденция к пересечению рассчитанных кривых для разной начальной пористости имеет место. Она связана с температурным членом кинетического уравнения. Таким образом, соответствие рассчитанных и экспериментальных динамических кривых сжатия может считаться удовлетворительным, если иметь в виду ту неопределенность данных экспериментов, о которой шла речь выше.

В заключение следует сказать, что разработана и программно реализована на РС модель упругопластического течения в сплошных и пористых твердых телах с учетом кинетики релаксации напряжений. Использован единый подход к моделированию взаимосвязанных механизмов откольного разрушения и пластического деформирования. Модель позволила описать экспериментальные данные по затуханию упругого предвестника в стали и схождению тонких цилиндрических стальных оболочек. Предложены параметры кинетического уравнения релаксации давления в пористом железе. С их помощью удалось, в первом приближении, описать экспериментальные данные по статическому и динамическому уплотнению железа с различной начальной пористостью. Тем не менее предстоит уточнение модели пористого тела и более точный выбор параметров кинетики. Для этого необходима прямая экспериментальная информация по статическому и динамическому деформированию пористых материалов в области относительно низких давлений.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Проект № 95-01-01558а.

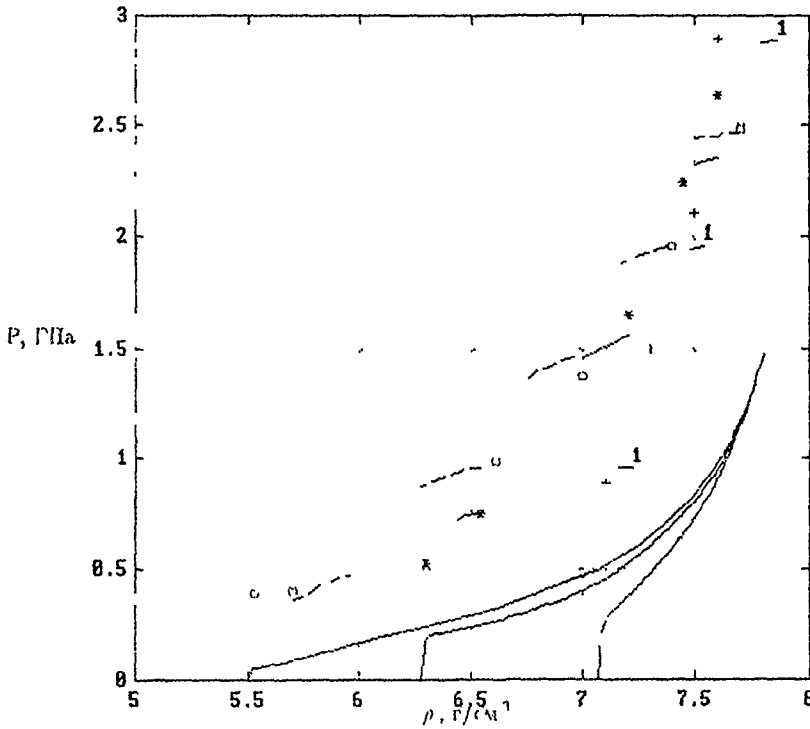


Рис 1 Расчетные и экспериментальные зависимости статического и динамического сжатия пористого железа. Сплошные 3 сливающиеся линии – статика (расчет и эксперимент). Остальная информация – динамика пористость $\psi^0 = 0.1$ ("+" – эксперимент, "1" – расчет), $\psi^0 = 0.2$ ("*" – эксперимент, "-" – расчет), $\psi^0 = 0.3$ ("o" – эксперимент, "-" – расчет).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Регель В Р, Слущер А И, Томашевский Э Е Кинетическая природа прочности твердых тел М Наука, 1974
- 2 Годунов С Н. Элементы механики сплошной среды М Наука, 1978
- 3 Канель Г И. Модель кинетики пластической деформации металлов в условиях ударно-волнового нагружения // ПМТФ 1982 № 2 С 105-110
- 4 Steinberg D J, Cochon S G, Guinau M W. A constitutive model for metals applicable at High-Strain rate // J Appl Phys 1980 V 51 P 1498-1504
- 5 Годунов С К, Козин Н С. Структура ударных волн в упруговязкой среде с нелинейной зависимостью максвелловской вязкости от параметров вещества // ПМТФ 1974 № 5 С 101-108

7. Johnson J.N., Barker L.M. Dislocation and Steady Plastic Wave Profiles in 6061-T6 Aluminum // J.Appl. Phys. 1969. V.40, № 11. P.4321-4334.
8. Нигматулин Р.И., Холин Н.Н. К модели упругопластической среды с дислокационной кинетикой пластического деформирования // Изв. АН СССР. Сер. МТТ. 1974, № 4. С.131-146.
9. Альтшуллер Л.В., Чекин Б.С. Структура ударных волн и определяющие уравнения металлов // ПМТФ. 1987. № 6. С.119-128.
10. Жукова П.В., Макаров Т.В., Платова Т.В. и др. Исследование вязких и релаксационных свойств металлов методами математического моделирования // ФГВ. 1987. № 1. С.29-34.
11. Фомин В.М., Ханимов Э.М. Численное моделирование волн сжатия и разрежения в металлах // ПМТФ. 1979. № 5. С.114-122.
12. Журков С.Н. Дилатонный механизм прочности твердых тел // ФТТ. 1983. Т.25, вып.10. С.3119-3123.
13. Петров В.А. Дилатонная модель термофлуктуационного зарождения трещин // ФТТ. 1983. Т.25, вып.10. С.3124-312.
14. Санин И.В., Воробьев А.И., Горновой А.А. Кинетико-статистическая модель откольного разрушения металлов // ФГВ. 1987. № 1. С.67-70.
15. Горюевой А.А., Козлов Е.А., Музыря А.К., Шорохов Е.В. Исследование кинетики релаксации упругого предвестника в ст.3 и титане // ФГВ. 1989. № 1. С.142-144.
16. Бьченков В.А., Васильченко К.Е., Горновой А.А. Кинетико-статистическая модель релаксации напряжений // ВАНТ. Сер. Мат. моделирование физ. процессов. 1995. № 1-2. С.9-12.
17. Херман В. Определяющие уравнения уплотняющихся пористых материалов // Проблемы теории пластичности. М.: Мир, 1976. С.178-216.
18. Carroll M.M., Holt A.C. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials // J. Appl. Phys. 1972. V.43, № 4. P.1626-1635.
19. Мерзиевский Л.А., Тягельский А.В. Моделирование динамического сжатия пористого железа // ФГВ. 1994. № 4. С.124-133.
20. Butkovich T.R. A technique for generating pressure-volume relationships and failure envelopes for rocks // UCRL-51441, LLL, Livermore, California, 1973.
21. Степанов Г.В., Зубов В.И. Расчеты уплотнения пористого железа при сжатии. Сообщение 3: Динамическое уплотнение пористого железа // Проблемы прочности. 1993. № 6. С.24-29.