

ЛИТЕРАТУРА

1. Основы практической теории горения/Под ред. В. В. Померанцева.— Л.: Энергия, 1973.— 264 с.
2. Букатый В. И., Каплинский А. Е., Шайдук А. М. // IV Всесоюз. совещ. по распространению лазерного излучения в дисперсной среде: Тез. докл.— Обнинск; Барнаул, 1988.— С. 229—232.— Ч. 2.
3. Букатый В. И., Каплинский А. Е., Шайдук А. М. Горение углеродной частицы в поле мощного лазерного излучения при повышенной влажности воздуха.— Барнаул, 1988.— 38 с. Деп. в ВИНТИ 29.12.88, № 9154 — В88.
4. Варгафтик И. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: Наука, 1972.— 720 с.
5. Букатый В. И., Каплинский А. Е., Шайдук А. М. и др. // Оптика атмосферы.— 1990.— 3, № 2.— С. 216—218.

г. Барнаул

Поступила в редакцию 6/III 1991

УДК 534.222.2 + 539.3

П. Л. Абидуев, С. Н. Коробейников, В. И. Манжалей

УЧЕТ КОНЕЧНОЙ СКОРОСТИ ВОЛНЫ ДЕТОНАЦИИ ПРИ РАСЧЕТЕ КАМЕР ДЛЯ ТЕРМОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ

Численно определено напряженно-деформированное состояние стенок камеры при воздействии газовой детонации. Распространение ударных волн в газовой смеси моделируется системой одномерных бегущих волн, приближенно описывающей экспериментальные результаты. Максимальные значения динамических напряжений сопоставляются по абсолютной величине со значениями температурных напряжений.

Камера для термоэнергетической обработки материалов представляет собой, как правило, толстостенный сосуд цилиндрической формы и предназначена в основном для удаления заусенцев на деталях с помощью энергии детонационной волны (ДВ) [1].

Расчеты параметров волн детонации в смесях углеводородных газов с кислородом, используемых в качестве энергоносителя в камерах для обжига заусенцев деталей [1], описаны подробно в монографии [2]. Распространение ударных волн (УВ) и влияние на этот процесс формы и геометрических размеров камеры, а также параметров продетонированного газа изучены экспериментально в [3, 4]. Показано, что в камерах, длина которых не более чем в 5 раз превышает поперечный размер, затухание УВ определяется в основном скачком энтропии на фронте УВ, вследствие чего время затухания зависит наиболее сильно от числа пробегов волны по газу в камере и, следовательно, почти пропорционально длине камеры. Установлено также, что затухание УВ не зависит от начального давления газовой смеси. В настоящей работе распространение волн в камере моделируется с помощью некоторой системы бегущих волн, аппроксимирующих результаты работ [3, 4].

При численном расчете камера рассматривается как конечный толстостенный цилиндр. Напряженно-деформируемое состояние (НДС) конечного цилиндра исследуется в рамках линейной двумерной осесимметричной теории упругости с использованием вычислительной программы [5], основанной на реализации метода конечных элементов (МКЭ). При этом торцы цилиндра предполагаются защемленными, внешняя поверхность — свободной от нагрузок. Давление на внутренней поверхности цилиндра определяется ниже при рассмотрении приближенной модели распространения детонации и УВ.

Моделирование процесса распространения детонации и ударных волн в камере

Детонацию газовой смеси и взаимодействие ее продуктов со стенками камеры [3, 4, 6—8] можно представить следующим образом. После иницирования газовой смеси (например, $3C_3H_8 + 19O_2$) на одном из торцов вдоль образующей камеры начинает распространяться ДВ со скоростью D , величина которой обычно лежит в интервале $(2 \div 2,5) \cdot 10^3$ м/с [2]. После отражения от противоположного торца образующиеся слабые УВ распространяются теперь в продетонировавшем газе со скоростью $C \simeq (1,1 \div 1,4) \cdot 10^3$ м/с [2, 3]. Затухание амплитуд их от времени зависит далее только от числа пробегов волн по длине камеры.

Распространение ДВ, затем многократные пробеги и отражения образовавшихся слабых УВ от торцов камеры моделируются с помощью системы бегущих одномерных волн. Эти волны представляют собой некоторое приближенное решение уравнений одномерной газовой динамики. При этом на торцах камеры предполагаются выполненными условия идеального отражения. Для описания затухания амплитуд волн во времени в приближенное решение вводится некоторый множитель так, что предложенная модель имеет количественное соответствие с результатами эксперимента [3]. Полагается, что предположение об одномерности распространяющихся волн — достаточно хорошее приближение, позволяющее с допустимой для практики точностью учитывать процессы распространения и отражения волн.

Рассмотрим приближенную (x — расстояние вдоль образующей камеры, τ — время) x, τ -диаграмму движения акустических одномерных УВ в камере (рис. 1). После иницирования газовой смеси вправо вдоль образующей камеры распространяется волна детонации со скоростью D . Перед фронтом ДВ имеется область I постоянного начального давления (см. рис. 1), где $p_I = p_0$. На фронте волны давление испытывает скачок $p_D \simeq k_1 p_0$. Для большинства углеводородкислородных газовых смесей $k_1 \simeq 40$ [2]. За фронтом ДВ следует область разрежения II , где

$$p_{II} = \left(\frac{(\gamma - 1)x}{\gamma D \tau} + \frac{1}{\gamma} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} p_D,$$

$\gamma \simeq 1, 2$ [2]. Волна разрежения, задний фронт которой движется со скоростью $D/2$, оставляет за собой область III покоя с постоянным давлением $p_{III} \simeq 0,352 p_D$, которое соответствует давлению при мгновенном сгорании газовой смеси. Оно может быть легко получено, например, интерполяцией результатов расчетов [2]. После отражения от торца образующиеся слабые УВ распространяются влево со скоростью звука C . За фронтом отраженной волны давление определим формулой

$$p_{от} \simeq 1,5 p_D \cdot f(\tau) \cdot (2L - x - C(\tau - L/D))/L,$$

L — длина камеры; $f(\tau) = 5^{-C(\tau - L/D)/L}$ — коэффициент затухания, подобранный так, что время затухания согласуется с результатами эксперимента [3, 4]. На фронте отраженной волны $p(\tau) = 1,5 p_D f(\tau)$.

В области IV (см. рис. 1) наблюдается самое высокое давление, возникающее в результате наложения падающей и отраженной волн $p_{IV} = p_{II} + p_{от}$. Здесь $p_{max} \simeq 2,5 p_D$ достигается на торце $x = L$. В зоне V давление $p_V \simeq p_{III} + p_{от}$.

Начиная с момента времени $\tau = L/D + L/C$ для удобства описания в дальнейшем процессы распространения и отражения волн моделируются с помощью наложения бегущих в противоположных направлениях со скоростями C слабых УВ треугольного профиля с затухающими амплитудами (рис. 2). Длины этих волн составляют $2L$, амплитуды $A_k = A_1 \exp(-(k-1)/3)$, где $A_1 = 0,3 p_D$ и равна амплитуде отраженной волны в момент времени $\tau = L/D + L/C$. В результате наложения волн (см. рис. 1) получаем системы из шести различных областей, рекур-

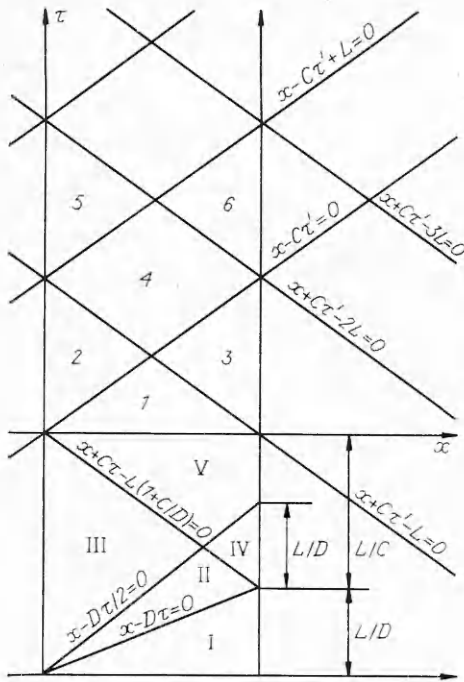


Рис. 1. Моделирование распространения ударных волн в камере, диаграмма x, τ ($\tau' = \tau - L/D - L/C$).

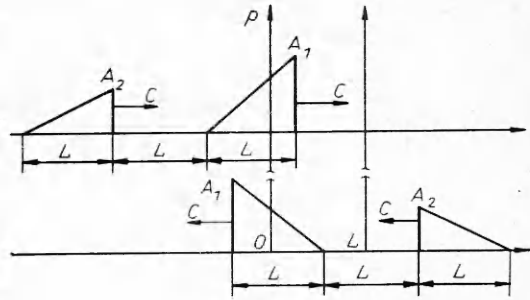


Рис. 2. Моделирование процессов отражения ударных волн от торцов (с момента времени $\tau' = \tau - L/D - L/C$).

рентно описываемые через каждые $2L/C$ времени. Полное значение давления в этих областях получается добавлением к этим значениям давления, соответствующего мгновенному сгоранию газовой смеси. Обозна-

чим его через $\bar{p}(\tau)$. Как упомянуто выше, $\bar{p}(\tau)$ легко можно определить с помощью интерполяции результатов расчетов [2].

В каждой области имеем:

в области $1 + 6(k-1)$

$$p_1 = -A_k(x - 2(k-1)L + C\tau')/L + A_k + \bar{p}(\tau'),$$

в области $2 + 6(k-1)$

$$p_2 = -2A_k(C\tau' - 2(k-1)L)/L + A_k + \bar{p}(\tau'),$$

в области $3 + 6(k-1)$

$$p_3 = \bar{p}(\tau),$$

в области $4 + 6(k-1)$

$$p_4 = A_k(x + 2(k-1)L - C\tau')/L + A_k + \bar{p}(\tau'),$$

в области $5 + 6(k-1)$

$$p_5 = \bar{p}(\tau),$$

в области $6 + 6(k-1)$

$$p_6 = -A_{k+1}(x - 2kL + C\tau')/L + A_{k+1} + A_k(x + 2(k-1)L - C\tau')/L + A_k + \bar{p}(\tau'),$$

где $\tau' = \tau - L/D - L/C$, $k = 1, 2, \dots$

Таким образом, в плоскости x, τ получили систему областей, в каждой из которых давление определяется по выписанным выше формулам, аппроксимирующим результаты эксперимента [3] и, следовательно, в каждой точке $x \in [0, L]$ можно получить временную зависимость давления. Вблизи торцов камеры вследствие отражения УВ образуются зоны повышенных давлений, а по длине камеры отмечается существенная неравномерность давления, вследствие чего предположение о равномерности давления (что равносильно предположению мгновенной детонации газовой смеси) при расчете на прочность стенок камер внесет существенную погрешность. Поскольку напряжения на внутренней поверхности невозможно получить в аналитическом виде, для анализа НДС использован численный подход.

Постановка задачи для определения НДС в стенках камеры

Уравнения движения имеют вид

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rx}}{\partial x} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = \rho \frac{\partial^2 w}{\partial \tau^2},$$

$$\frac{\partial \sigma_{rx}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\sigma_{rx}}{r} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}$$

при начальных условиях:

$$u = \frac{\partial u}{\partial \tau} = w = \frac{\partial w}{\partial \tau} = 0.$$

На поверхностях цилиндра выполняются условия

$$r = r_0: \sigma_r(r_0, x) = -p(\tau), \sigma_{rx}(r_0, x) = 0,$$

$$r = R: \sigma_r(R, x) = \sigma_{rx}(R, x) = 0,$$

на торцах

$$x = 0: u(r, 0) = w(r, 0) = 0,$$

$$x = L: u(r, L) = w(r, L) = 0.$$

Здесь σ_r , σ_x , σ_θ , σ_{rx} — радиальные, осевые, окружные и тангенциальные напряжения; u , w — осевые и радиальные перемещения; τ — текущее время; r_0 , R — внутренний и внешний радиусы камеры, $p(\tau)$ — давление на внутренней поверхности; r , x — текущие координаты в радиальном и осевом направлениях.

Уравнения движения замыкаются с помощью закона Гука

$$\sigma_r = \lambda l + 2\mu \varepsilon_r, \sigma_x = \lambda l + 2\mu \varepsilon_x, \sigma_\theta = \lambda l + 2\mu \varepsilon_\theta, \sigma_{rx} = \mu \varepsilon_{rx},$$

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \mu = \frac{E}{2(1+\nu)}, l = \varepsilon_r + \varepsilon_x + \varepsilon_\theta, \varepsilon_r = \frac{\partial w}{\partial r}, \varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x},$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{w}{r}, \varepsilon_{rx} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right).$$

В этих соотношениях E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона.

Результаты численных расчетов

Определялось НДС камеры со следующими геометрическими размерами: $L = 0,15$ м, толщина $H = 0,04$ м, $r_0 = 0,075$ м. Камера изготовлена из стали с модулем Юнга $E = 210$ ГПа, массовой плотностью $\rho = 7,87 \cdot 10^3$ кг/м³, коэффициентом Пуассона $\nu = 0,27$. В расчетах принималось $D = 2447$ м/с [2], $p_0 = 0,8$ МПа. Рассматриваемая область ($0 \leq x \leq L$, $r_0 \leq r \leq R$) аппроксимируется сеткой из 1000 конечных осесимметричных изопараметрических 4-узловых элементов (10 элементов по толщине, 100 по длине камеры). Данную задачу можно отнести к классу задач динамики конструкций [5] (т. е. здесь важен в основном учет низкочастотных составляющих в решении).

Для оценки требуемого шага по времени решалась задача на собственные колебания [5]. При этом получились следующие периоды для нижних собственных частот: $T_1 = 0,895 \cdot 10^{-4}$ с, $T_2 = 0,6086 \cdot 10^{-4}$ с, $T_3 = 0,5396 \cdot 10^{-4}$ с, $T_4 = 0,3901 \cdot 10^{-4}$ с, $T_5 = 0,2850 \cdot 10^{-4}$ с, $T_6 = 0,2831 \cdot 10^{-4}$ с.

Расчеты проводились по методу Ньюмарка [9] с шагом по времени $\Delta\tau = 1,22 \cdot 10^{-6}$ с. Для такого $\Delta\tau$ вклад в решение всех вычисленных шести низших частот воспроизводится достаточно точно, так как $T_1/\Delta\tau \approx 73$, $T_6/\Delta\tau \approx 23$. Вычислительные эксперименты с более мелкими шагами по времени не приводят к существенному изменению полученных напряжений.

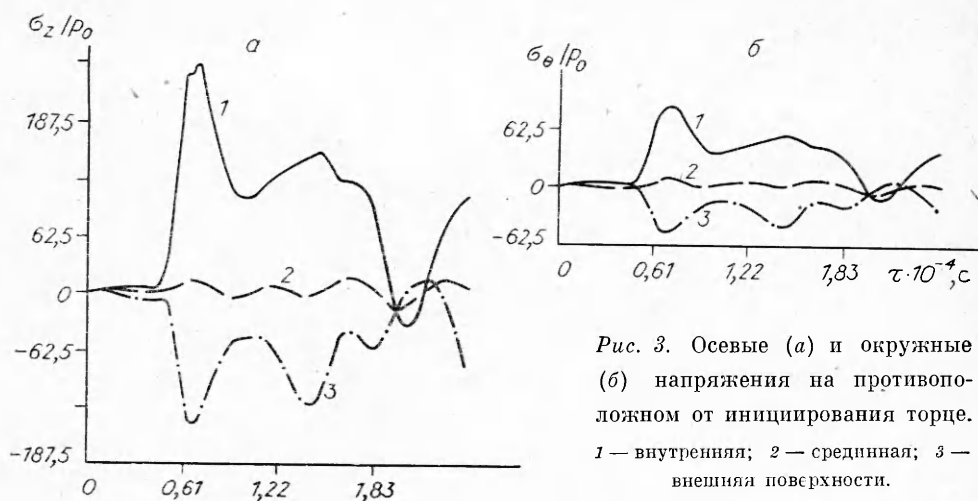


Рис. 3. Осевые (а) и окружные (б) напряжения на противоположном от инициирования торце. 1 — внутренняя; 2 — срединная; 3 — внешняя поверхности.

Вследствие скачкообразного приложения нагрузки расчет по схеме Ньюмарка со стандартными параметрами $\delta = 0,5$, $\gamma_0 = 0,25$ приводит к появлению паразитических численных осцилляций решения (при этих параметрах схема Ньюмарка является недиссипативной). Поэтому для подавления численных осцилляций использовалась диссипативная схема Ньюмарка с $\delta = 0,7$, $\gamma_0 = 0,25(\delta + 0,5) = 0,36$.

На рис. 3 приведены графики осевых и окружных напряжений на противоположном от инициирования торце. Первый пик напряжений, когда растягивающие осевые напряжения на внутренней поверхности достигают максимального значения ($\approx 250p_0$), соответствует моменту прихода ДВ ($\approx 0,61 \cdot 10^{-4}$ с) на правый торец (см. рис. 1). На внешней поверхности в этот момент имеют место сжимающие напряжения, которые достигают своего максимума ($\approx 130p_0$). Нейтральная поверхность, как видно из рис. 3, 2, проходит приблизительно по срединной поверхности оболочки. У окружных напряжений знаки напряжений на поверхностях те же самые, однако их величины существенно меньше осевых. Из анализа рис. 3 можно заключить, что на правом торце возникает напряженное состояние, близкое к изгибу.

На рис. 4 представлены окружные напряжения в середине камеры ($x = L/2$). Амплитуды напряжений относительно невелики ($\approx 65p_0$), они резко возрастают в любой точке камеры после прохождения этой точки ДВ. После этого начинаются радиальные колебания стенок, период которых соответствует периоду низшей собственной частоты. Осевые напряжения в середине оболочки существенно ниже соответствующих напряжений на торцах и их амплитуда не превышает $65p_0$.

На рис. 5 приведены графики осевых напряжений на левом торце, напряженное состояние на котором также имеет характер изгиба. Мак-



Рис. 4. Окружные напряжения в середине камеры (обозначения аналогичны рис. 3).

Рис. 5. Осевые напряжения на торце, где производится инициирование (обозначения аналогичны рис. 3).

симум растягивающих напряжений на внутренней поверхности достигается в момент прихода УВ в газе на этот торец ($\approx 1,74 \cdot 10^{-4}$ с), максимальные значения осевых напряжений на этом торце $\approx 230p_0$. Окружные напряжения также относительно невелики, амплитуды их не превышают $90p_0$. Таким образом, максимальные осевые напряжения имеют место на противоположном от инициирования торце и составляют $\approx 250p_0$. Так как давление на фронте ДВ мало зависит от p_0 [2], то полученная оценка может быть использована для произвольных p_0 .

Проведены также численные расчеты при равномерном внутреннем нагружении, моделирующем нагрузки при предположении о мгновенности детонации. Расчеты показали, что в этом случае $p_{\max} \approx 120p_0$ и достигается также на торцах камеры (осевые растягивающие напряжения на внутренней поверхности). Таким образом, пренебрежение конечной скоростью распространения ДВ при расчете на прочность камер вносит погрешность в оценке максимальных напряжений в ≈ 2 раза.

Выводы

В [9] получены оценки для максимальных температурных напряжений в стенке одно и двухслойной камер при установившемся периодическом температурном режиме, имеющем место вследствие периодичности термообработки [1]. В стенке однослойной камеры ($L = 0,15$ м, $r_0 = 0,075$ м, $H = 0,04$ м) $p_{\max} \approx -1280p_0$, в двухслойной (с теми же геометрическими размерами, толщина внутреннего слоя составляет $H/10$) $\approx -650p_0$. Максимум температурных напряжений развивается через $5 \cdot 10^{-2}$ с после инициирования детонации, для двухслойной — через $5 \cdot 10^{-1}$ с.

Оценим время затухания колебаний камеры. Очевидно, оно меньше суммы времени затухания УВ в камере τ_1 (времени прекращения воздействия импульсных нагрузок) и времени затухания свободных колебаний камеры τ_2 . Кинетическая энергия слабых ударных волн в газе пропорциональна Δp и, по результатам [3, 4], снижается на порядок примерно за 10 пробегов волны по длине камеры (в начале затухания УВ), тогда $\tau_1 \approx (L/D + L/C) + 10 \cdot 2L/C = 2,23 \cdot 10^{-3}$ с. Для оценки τ_2 воспользуемся значением декремента затухания свободных колебаний $\psi \approx 0,02 \div 0,03$ за счет потерь энергии на внутреннее трение для конструкций из стали, приведенным в [11]. Тогда, обозначив через B_n амплитуду максимальных напряжений после n циклов колебаний и B_1 амплитуду при первом цикле колебаний, имеем

$$B_n/B_1 = (1 - \psi)^{n-1}.$$

При $B_1/B_n = 2$ получим $n \approx 28$. Оценка второго слагаемого $\tau_2 = nT_1 = 2,506 \cdot 10^{-3}$ с. Общее время затухания колебаний камеры $\tau < \tau_1 + \tau_2 = 4,7 \cdot 10^{-3}$ с, поэтому можно заключить, что динамические упругие и квазистатические температурные напряжения разделены во времени.

Из сопоставления максимальных значений упругих динамических ($\approx 250p_0$) и квазистатических температурных напряжений ($\approx -650p_0$ при наличии тепловой защиты) следует, что наибольшую опасность для стенок камеры в смысле их разрушения представляют собой температурные напряжения.

Показано, что предположение о мгновенной детонации при расчете несущей способности камер приводит к существенным погрешностям: оценки максимальных динамических напряжений получаются заниженными в 2 раза по сравнению со случаем, когда в расчетах учитывается конечная скорость распространения ДВ и УВ. Полученный коэффициент поправки необходимо учитывать для определения максимальных напряжений, если известно соответствующее решение при равномерном внутреннем нагружении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колоколов Б. А., Саранча В. Н., Лосев А. В. // Высокая скорость обработки материалов давлением в машиностроении.— Харьков. авиац. ин-т, 1977.— Вып. 6.
2. Максимук Б. Я., Сухов В. В., Комиссаренко А. А. Детонация в смесях горючего газа с кислородом.— Киев: Наук. думка, 1984.
3. Манжалей В. И. // Динамика сплошной среды.— Новосибирск, 1986.— Вып. 78.
4. Манжалей В. И. // Механика реагирующих сред и ее приложения.— Новосибирск: Наука, 1989.
5. Коробейников С. И. // Динамика сплошной среды.— Новосибирск, 1986.— Вып. 75.
6. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения.— М.: Физматгиз, 1963.
7. Зельдович Я. Б., Компанеев А. С. Теория детонации.— М.: Гостехиздат, 1955.
8. Солоухин Р. И. Ударные волны и детонация в газах.— М.: Физматгиз, 1963.
9. Бате К., Вильсон Е. Численные методы анализа и метод конечных элементов.— М.: Стройиздат, 1982.
10. Абидуев П. Л., Корнев В. М., Манжалей В. И. К расчету камер для термоэнергетической обработки материалов // ФГВ.— 1989.— 25, № 6.
11. Пономарев С. Д., Бидерман В. Л., Лихарев В. К. и др. Расчеты на прочность в машиностроении.— М., 1959.— Т. III.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 9/VI 1989,
после доработки — 6/VII 1990

УДК 539.4

Б. Л. Глушак, С. А. Новиков, Ю. В. Батюков

ОПРЕДЕЛЯЮЩЕЕ УРАВНЕНИЕ Al И Mg ДЛЯ ОПИСАНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ УВ

Описывается новая аналитическая форма определяющего уравнения металлов, в котором в предположении гомогенного нагрева в ударных волнах динамический предел текучести представляется функцией интенсивности пластической деформации, давления и отношения тепловой энергии к энергии, необходимой для нагрева вещества в заданном состоянии до температуры плавления. Значение этой энергии находится по закону Линдемана. Шаровая составляющая определяющего уравнения представляется в $\rho - \varepsilon$ -переменных.

Прочностные свойства металлов, находящихся в твердой фазе, оказывают существенное влияние на течение среды при высокоскоростном деформировании в ударных волнах (УВ). В области нормальных к поверхности фронта волны напряжений σ_x , таких, что $\sigma_{HE} < \sigma_x < \sigma_{x_{пл}}$, где σ_{HE} — амплитуда упругого предвестника Гюгонно и $\sigma_{x_{пл}}$ — напряжение плавления на фронте, в материале развиваются пластические деформации. Особенности ударно-волнового нагружения металлов заключаются не только в высокой скорости деформирования, растущей с повышением величины σ_x , и возможных структурных изменениях, но также в необратимом их нагреве. Последний особо заметен при высоких значениях σ_x .

Для описания поведения твердого тела в условиях высокоскоростного деформирования предложен ряд математических моделей, в каждую из которых для объяснения наблюдаемых в опытах фактов заложено определенное физическое содержание. Наибольшее распространение и применение получили модель упругопластического материала с нелинейным упрочнением [1], альтернативные ей релаксационные модели упругопластического тела [2, 3] и упруговязкой среды [4].

Наличие в релаксационных моделях большого числа констант, проблематичность их определения независимыми экспериментальными методами и пренебрежение влиянием температуры ограничивают возможность практического их использования в прикладных целях.

Результаты экспериментальных исследований демонстрируют сложный характер реологических свойств металлов, подвергнутых ударно-волновому нагружению. Поэтому вряд ли возможно в рамках одной избранной физической модели в полной мере описать реологию металлов