

6. С. С. Григорян. Докт. дис. МГУ, 1964.  
7. С. С. Григорян. ПММ, 1964, 28, 6.  
8. Г. М. Ляхов, В. Н. Охитин. Изв. АН СССР. МЖГ, 1980.

## О ВЫБОРЕ МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЗАТУХАНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛАХ

Л. А. Мержиевский, А. Д. Реснянский  
(Новосибирск)

Процесс затухания ударных волн в металлах при их взаимодействии с догоняющей волной разрежения привлекает внимание значительного числа исследователей. Интерес вызывают как вопросы, связанные с изменением механических и структурных характеристик ударно-нагруженных материалов [1—4], так и возможность проверки применимости различных моделей сплошных сред для описания реальных волновых процессов [5—9].

Тщательное сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов [9] показывает, что ряд моделей, зачастую употребляющихся для описания ударно-волновых процессов в металлах, в действительности неверно передают характер затухания ударных волн при их взаимодействии с догоняющей волной разрежения. Это означает, что применение таких моделей для решения задач ударно-волнового деформирования может привести к существенным качественным и количественным отличиям конечных результатов расчетов от реальности. По [9] в наибольшей степени соответствует экспериментальным данным описание в рамках моделей, основывающихся на учете дислокационных механизмов кинетики пластического деформирования. К сожалению, ввиду отсутствия необходимой экспериментальной информации, полностью замкнуть такие модели пока удается только в плоском одномерном случае. В [10] предлагается сочетание преимуществ, даваемые привлечением дислокационных представлений в модель вязкоупругого тела максвелловского типа [11] с возможностью рассматривать задачи произвольной размерности.

На рис. 1, 1 приведены данные расчета по [10] падения напряжения  $\sigma_1$  ( $\sigma_{10}$  — начальное значение  $\sigma_1$ ) волны, вызванной взрывом, в зависимости от пройденного расстояния  $h$ , отнесенного к толщине заряда  $h_0$ . В расчете использована схема мгновенной детонации, точки 2 соответствуют экспериментальным данным работы [12]. Аналогичное сравнение для алюминия и его сплавов проведено на рис. 2 в координатах расстояние — массовая скорость  $u$ . Здесь точки — экспериментальные данные из [5], кривая 1 — расчет по [10], 2 — расчет по газодинамической модели. Наблюдающееся расхождение кривой 1 и экспериментальных точек ( $\sim 5\%$ ) объясняется прежде всего неполным соответствием использованного в расчетах уравнения состояния [15] и зависимости времени релаксации касательных напряжений  $\tau$  [14] материалам, применявшимся в эксперименте.

Относительно простой качественный анализ причин, по которым конкретные модели лучше или хуже описывают процесс затухания ударных импульсов в металлах по мере их распространения, проведен в [8]. В основе сделанных там оценок лежит представление о гистерезисных потерях энергии в материале в цикле нагружение — разгрузка. В [15] обращается внимание на то, что затухание ударных волн обуславливается не зависящими от выбора модели геометрическими причинами, процессами, зависящими от механических и термодинамических параметров, важными в первую очередь для волн большой амплитуды (так называемое «гидродинамическое» затухание), и релаксационными процессами в среде («максвелловское» затухание). Рассматриваемые при этом процессы могут иметь самую различную фазическую природу, например,

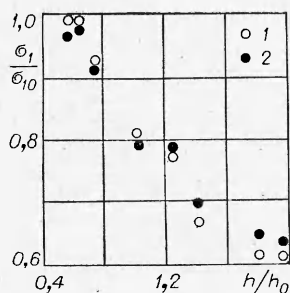


Рис. 1.

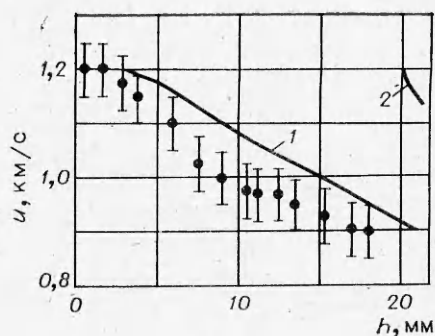


Рис. 2.

релаксация касательных напряжений, результат взаимодействия с внешним магнитным полем, процессы, связанные с излучением, и т. д. Проанализируем с этой точки зрения некоторые модели, наиболее часто употребляющиеся для описания экспериментальных данных по распространению ударных волн в металлах.

Ограничившись случаем плоских ударных волн в неограниченной среде, будем, следуя [15], анализировать соотношение

$$\frac{Dp}{Dt} = A \frac{\partial p}{\partial x} + B, \quad (1)$$

где  $\frac{D}{Dt} = \frac{d}{dt} + (R - u) \frac{\partial}{\partial x}$  — производная вдоль траектории фронта ударной волны;  $p$  — амплитуда ударной волны, противоположная по знаку компоненте тензора напряжений, направленной по пространственной координате  $x$ ;  $t$  — время;  $u$ ,  $R$  — массовая скорость вещества и скорость ударной волны;  $A$  и  $B$  — параметры, характеризующие «гидродинамическое» и «максвелловское» затухание соответственно.

Уравнение (1) описывает эволюцию давления на фронте ударной волны при ее взаимодействии с догоняющей волной разрежения. За исключением случаев, оговаривающихся особо, процессы за фронтом рассматриваются в изэнтропическом приближении. Методику получения (1) из общих законов динамики среды, детально обоснованную в [15], проиллюстрируем на примере модели упругопластической среды.

В рассматриваемом случае уравнения неразрывности и движения принимают вид

$$\frac{d\varepsilon_1}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_1}{\partial x}, \quad (3)$$

где  $\sigma_1 = -p$ ;  $\varepsilon_1$  — соответствующая компонента тензора деформации;  $\rho$  — плотность вещества. Записав определяющее уравнение в форме  $p = p(\varepsilon_1, \varepsilon_1^p)$ ,  $\varepsilon_1^p$  — пластическая составляющая  $\varepsilon_1$ , получаем

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial \varepsilon_1} \frac{d\varepsilon_1}{dt} + \frac{\partial p}{\partial \varepsilon_1^p} \frac{d\varepsilon_1^p}{dt}. \quad (4)$$

При пренебрежении давлением перед фронтом ударной волны

$$p = \rho_0 u R \quad (5)$$

( $\rho_0$  — плотность среды перед волной). Тогда, предполагая, что  $R$  зависит от других параметров только через  $p$ , получим

$$\frac{1}{p} \frac{Dp}{Dt} = \frac{1}{u} \frac{Du}{Dt} + \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial p} \frac{Dp}{Dt}. \quad (6)$$

Из (6) и (3) находим

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \left[ \left( \frac{u}{p} - \frac{\partial R}{\partial p} \frac{u}{R} \right) \frac{Dp}{Dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right] \cdot \frac{1}{R-u}, \quad (7)$$

а из (2) и (4) —

$$\frac{Dp}{Dt} - (R-u) \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial \varepsilon_1} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial \varepsilon_1^p} \frac{d\varepsilon_1^p}{dt}.$$

Отсюда, используя (7), получаем

$$\begin{aligned} \left[ 1 - \frac{\partial p}{\partial \varepsilon_1} \left( \frac{u}{p} - \frac{\partial R}{\partial p} \frac{u}{R} \right) \right] (R-u) \frac{Dp}{Dt} = & \left[ (R-u) + \right. \\ & \left. + \frac{\partial p}{\partial \varepsilon_1} \rho (R-u) \right] \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial \varepsilon_1^p} \frac{d\varepsilon_1^p}{dt}. \end{aligned} \quad (8)$$

Скорость распространения продольных возмущений  $c$  в рассматриваемой модели определяется соотношением

$$c^2 = \frac{\rho_0}{\rho^2} \frac{\partial p}{\partial \varepsilon_1}.$$

Соотношение (8) уже может быть переписано в виде

$$\frac{Dp}{Dt} = \frac{L}{Q} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Q} \frac{\partial p}{\partial \varepsilon_1^p} \frac{d\varepsilon_1^p}{dt}, \quad (9)$$

где

$$Q = 1 + c^2 \cdot \frac{\rho^2}{\rho_0^2 R (R-u)} \left( 1 - \rho_0 u \frac{\partial R}{\partial p} \right) = 1 + Kc^2, \quad L = \frac{\rho_0 (R-u)^2 - \rho c^2}{\rho_0 (R-u)}.$$

Воспользовавшись линейным представлением ударной адиабаты в форме  $R = a + b_0 u$  справедливым для широкого класса упругопластических материалов, нетрудно убедиться, что  $K > 0$ , а значит, и  $Q > 0$ ;  $L < 0$  — по теореме Цемплена.

Перейдем теперь к непосредственному анализу конкретных моделей. Определяющие соотношения для одноосного деформированного состояния в упругопластическом материале, реализующегося за фронтом плоской ударной волны, записываются в виде

$$\begin{aligned} \sigma_1 (\lambda + 2\mu) \dot{\varepsilon}_1 - 8\mu \dot{\varepsilon}_1^p / 3, \\ \sigma_2 = \lambda \dot{\varepsilon}_1 + 4\mu \dot{\varepsilon}_1^p / 3, \quad \tau_{12} = \mu (\dot{\varepsilon}_1 - 2\dot{\varepsilon}_1^p). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $\lambda, \mu$  — параметры Ламэ;  $\sigma_1, \tau_{12}$  — нормальная и касательная компоненты тензора напряжений на площадке, перпендикулярной направлению распространения волны, точка над символом означает дифференцирование вдоль траектории движения элемента среды.

**Линейно-упругое тело.**  $\dot{\varepsilon}_1^p = 0$  и (9) принимает вид

$$\frac{Dp}{Dt} - \frac{L}{Q} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{A}{Q} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad D = 0,$$

величина  $c$  в этом случае определяется соотношением

$$c = \sqrt{\rho_0 / \rho \cdot (\lambda + 2\mu) / \rho}.$$

**Сжимаемая жидкость.**  $\sigma_1 = \sigma_2, \tau_{12} = 0, \dot{\varepsilon}_1^p = \dot{\varepsilon}_1 / 2$ ; второе слагаемое в правой части (1) или (9) обращается в нуль. Скорость распространения возмущений

$$c_1 = \sqrt{\rho_0 / \rho \cdot (3\lambda + 2\mu) / \rho}.$$

**Упругопластическая среда.** Здесь

$$\dot{\varepsilon}_1^p = \begin{cases} \frac{1}{2} (\dot{\varepsilon}_1 + \dot{\gamma} / \mu), & \tau_{12} \geq Y, \\ 0, & \tau_{12} < Y, \end{cases}$$

$Y$  — предел текучести. Вид (9) будет изменяться в зависимости от варианта модели, т. е. от вида функции  $Y = Y(p, \varepsilon_i, \dot{\varepsilon}_i, \varepsilon_i^p, \dot{\varepsilon}_i^p, T)$ ,  $i = 1, 2, 3$ ,  $T$  — температура,  $\bar{p} = -(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)/3$ . В случае идеальной пластичности  $Y = Y_0 = \text{const}$ ,  $\dot{Y} = 0$ , а  $A$  и  $B$  идентичны соответствующим параметрам для сжимаемой жидкости. При учете зависимости предела текучести от гидростатического давления  $Y = Y(\bar{p})$  имеем из (10)  $\dot{\bar{p}} = -(3\lambda + 2\mu)/3\varepsilon_1$ ,  $\dot{Y} = \frac{dY}{d\bar{p}} \dot{\bar{p}} = -\frac{dY}{d\bar{p}} \frac{3\lambda + 2\mu}{3} \dot{\varepsilon}_1$ . Скорость продольных возмущений  $c_2$  вычисляется из уравнения

$$c_2^2 = \left(1 + \frac{4}{3} \frac{dY}{d\bar{p}}\right) \frac{\rho_0}{\rho} \frac{3\lambda + 2\mu}{3\rho} = \left(1 + \frac{4}{3} \frac{dY}{d\bar{p}}\right) c_1^2.$$

Как и ранее,  $B = 0$ ,  $A$  находится в соответствии с (9). Учет зависимости  $Y$  от величины пластической деформации  $Y = Y(\varepsilon_1^p)$  приводит к соотношениям

$$\dot{\varepsilon}_1^p = \frac{1}{2} \left( \dot{\varepsilon}_1 + \frac{\varepsilon_1^n}{\mu} \frac{dY}{d\varepsilon_1^p} \right) \quad \text{или} \quad \dot{\varepsilon}_1^p = \frac{\mu}{2\mu - \frac{dY}{d\varepsilon_1^p}} \dot{\varepsilon}_1.$$

Из (10) находим

$$\dot{\sigma}_1 = \frac{\lambda + 2\mu}{2 + k} \left[ \frac{2(3\lambda + \mu)}{3\lambda + 2\mu} + k \right] \dot{\varepsilon}_1, \quad k = -\frac{1}{\mu} \frac{dY}{d\varepsilon_1^p},$$

а скорость продольных возмущений  $c_3$  вычисляется из выражения

$$c_3^2 = (\rho_0 \dot{\sigma}_1 / \rho^2) \dot{\varepsilon}_1.$$

Максвелловское затухание отсутствует и в этом случае.

Наконец, при  $Y = Y(\varepsilon_1^p)$  впервые появляется максвелловское затухание. Действительно, в силу определения  $\varepsilon_1^n$  для неупругого деформирования имеет место

$$\dot{\varepsilon}_1^p = \dot{\varepsilon}_1/2 + \ddot{\varepsilon}_1^n/2\mu \cdot \frac{dY}{d\varepsilon_1^p} -$$

обыкновенное дифференциальное уравнение для отыскания  $\varepsilon_1^p$  как функции  $\varepsilon_1$  и, следовательно, функции решения системы (2)–(3). В простейшем варианте

$$Y(\varepsilon_1^p) = Y_0 + d\varepsilon_1^p,$$

тогда

$$\dot{\varepsilon}_1^p = \frac{\mu}{d} \int_0^t \dot{\varepsilon}_1(\xi) \exp\left[\frac{2\mu}{d}(t - \xi)\right] d\xi = F(\varepsilon_1[0, t]).$$

В соотношении (1) появляются параметры

$$B = 8/3 \cdot \mu F/Q, \quad A = L/Q,$$

а скорость возмущений  $c_4 = c$ . Дополнительное по отношению к предыдущим случаям уменьшение напряжения на фронте волны обеспечивается легко доказываемым условием  $F < 0$ .

Проведенное рассмотрение нетрудно распространить и на более общие зависимости  $Y = Y(\bar{p}, \varepsilon_i^p, \dot{\varepsilon}_i^p, \varepsilon_i, \dot{\varepsilon}_i, T)$ ; качественная роль учета каждого из перечисленных параметров при этом сохранится.

**Дислокационная модель.** Определяющее соотношение модели, предложенной в [16] для описания поведения плоских ударных волн в металлах, имеет вид

$$\dot{\varepsilon}_{1,1}^p = -rNv_1$$

где  $N(\varepsilon_1, u)$ ,  $v(\varepsilon_1, u)$  — плотность подвижных дислокаций и их скорость;  $r$  — модуль вектора Бюргера. При этом (9) записывается в форме

$$Q \frac{Dp}{Dt} = L \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{8}{3} \mu r N v,$$

а скорость возмущений  $c_s = c$ .

**Вязкоупругое тело максвелловского типа.** В изэнтропическом приближении модель описывается уравнениями [11]

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha}{dt} &= \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{d_1}{\tau}, \\ \frac{d\beta}{dt} &= -\frac{d_2}{\tau}, \\ \frac{du}{dt} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_1}{\partial x}, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $\tau$  — время релаксации касательных напряжений;  $\alpha = \ln k_1$ ;  $\beta = \gamma = \ln k_2 = \ln k_3$ ;  $k_i$  — коэффициенты растяжений вдоль осей декартовой системы координат;  $d_1 = 2/3 \cdot (\alpha - \beta)$ ,  $d_2 = 1/3 \cdot (\beta - \alpha)$ , а  $p = p(\alpha, \beta, \gamma)$ . Соотношение, аналогичное (4), записывается как

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial \alpha} \frac{d\alpha}{dt} + 2 \frac{\partial p}{\partial \beta} \frac{d\beta}{dt}.$$

Связь напряжений с деформациями дается формулами Мурнагана, используя которые, получаем

$$\frac{\partial p}{\partial \alpha} = -\rho c^2, \quad \frac{\partial p}{\partial \beta} = -\rho(c^2 - 2b^2),$$

где  $b$  — скорость распространения поперечных возмущений («поперечная» скорость звука). Следуя изложенной методике, получаем уравнение, аналогичное (9):

$$Q_1 \frac{Dp}{Dt} = L_1 \frac{\partial p}{\partial x} + M, \quad (12)$$

$$Q_1 = 1 + Kc^2, \quad L_1 = [\rho_0(R-u)^2 - \rho c^2]/\rho_0(R-u), \quad M = 2\rho b^2 d_1/\tau.$$

До сих пор рассмотрение велось в изэнтропическом приближении. Влияние неизэнтропичности реальных процессов проиллюстрируем на примере данной модели. Система (11) дополняется уравнением

$$\frac{dS}{dt} = \frac{d_1}{\rho T \tau} (\sigma_1 - \sigma_2),$$

где  $S$  — энтропия, а (4) принимает вид

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial \alpha} \frac{d\alpha}{dt} + 2 \frac{\partial p}{\partial \beta} \frac{d\beta}{dt} + \frac{\partial p}{\partial S} \frac{dS}{dt}.$$

Это приводит к изменению показателя максвелловского затухания в (12):

$$M = \frac{2\rho b^2 d_1}{\tau} + \frac{d_1}{dT\tau} (\sigma_1 - \sigma_2) \frac{\partial p}{\partial S}.$$

**Упруговязкопластическая среда.** Рассмотрим вариант модели, предложенной в [17]. Без учета температурных эффектов исходная система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_1}{\partial x}, \\ \frac{d\sigma_1}{dt} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u}{\partial x} - 2\mu \dot{\varepsilon}_1, \end{aligned}$$

$$\frac{d\varepsilon_1^p}{dt} = \psi \frac{2}{3} (\sigma_1 - \sigma_2) = \psi m_1,$$

$$\frac{d\varepsilon_2^p}{dt} = \psi \frac{1}{3} (\sigma_2 - \sigma_1) = \psi m_2.$$

Для  $\psi$  принято, что

$$\psi = \frac{1}{2Y^2} \left[ \left( 1 - \frac{2}{3} I_1 \right) m_1 (\dot{\varepsilon}_1 - \dot{\varepsilon}_2) - \frac{m_1^2}{\mu_1} \left( \dot{\varepsilon}_1 + \frac{\dot{\varepsilon}_2}{2} \right) \right]$$

при активном нагружении и  $\psi = 0$  при разгрузке и нейтральном нагружении ( $I_1$  — первый инвариант тензора упругих деформаций,  $\mu_1$  — определяемый из эксперимента параметр). Используя особенности одноосного напряженного состояния и условие текучести Мизеса, получим уравнение типа (9)

$$Q_2 \frac{Dp}{Dt} = L_2 \frac{\partial p}{\partial x},$$

где скорость возмущений  $c_6$  находится из формулы

$$c_6 = \frac{\rho_0}{\rho^2} \left[ \lambda + 2\mu \left( 1 + m_1 \left| \frac{\partial p}{\partial \psi} \right| \right) \right].$$

Используя соотношение (9), нетрудно убедиться, что гидродинамическое затухание происходит тем быстрее, чем больше скорость звука в данной среде. Соотношение показателей этого затухания в разных моделях оценивается из следующих очевидных неравенств:  $c_1 < c$ ; так как  $\frac{dY}{dp} > 0$ , то  $c_2 > c_1$ , однако при  $9\mu/(3\lambda + 2\mu) > \frac{dY}{dp}$  (что будет выполняться практически всегда)  $c > c_2$ ;  $c_1 < c_3 < c$ , а неравенство между  $c_2$  и  $c_3$  устанавливается выражением

$$c_3^2 - c_2^2 = \frac{4\mu\rho_0}{3\rho^2} \left[ \frac{k}{2+k} - \frac{3\lambda + 2\mu}{3\mu} \cdot \frac{dY}{dp} \right],$$

$c_4 = c_5 = c$ ; наконец, в силу  $\lambda + 2\mu \cdot \left( 1 + m_1 \left| \frac{dp}{d\psi} \right| \right) > \frac{3\lambda + 2\mu}{3}$ , следующего из  $m_1 < 0$ ,  $m_1 > -4 \frac{dp}{d\psi}$ , где  $\frac{dp}{d\psi} \sim Y$ ,  $c > c_6 > c_1$

Только в трех из рассмотренных моделей присутствует максвелловское затухание. Это именно те модели, которые наилучшим образом описывают экспериментальные данные по затуханию ударных волн в металлах (см. рис. 1, 2 и результаты [9]). В области умеренных ударных волн величины  $A$  и  $B$  имеют одинаковый порядок; порядок величин  $A$  одинаков во всех рассмотренных моделях, следовательно, отсутствие максвелловского затухания в модели и приводит к неудовлетворительному описанию затухания ударных волн при их взаимодействии с догоняющей волной разгрузки. Это, в свою очередь, означает, что и в более сложных случаях взаимодействия ударных волн с волнами разрежения модели, не учитывающие релаксационные процессы в реальных средах, будут искажать напряженно-деформированное состояние ударно-нагруженных образцов. С этой точки зрения проведенное рассмотрение может использоваться в качестве теста для анализа вновь строящихся моделей на применимость для описания ударно-волновых процессов в металлах.

Поступила в редакцию 26/II 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер, М. И. Бражник, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1974, 6, 159.
2. А. Х. Джонс, К. Дж. Мейден, У. М. Избелл.— В кн.: Механические свойства металлов под высоким давлением. М.: Мир, 1973.
3. С. М. Бахрах, А. Г. Иванов и др.— В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, ОИХФ, 1978.

4. А. А. Дерибас, В. Ф. Нестеренко и др. ФГВ, 1979, 15, 2, 126.
5. D. R. Curran. JAP, 1963, 34, 9, 2677.
6. J. O. Erkman, A. B. Christensen. JAP, 1967, 38, 13, 5395.
7. А. П. Рыбаков. ПМТФ, 1976, 5, 147.
8. В. Герман, Р. Дж. Лоуренс. Тр. амер. об-ва инж.-мех., 1978, 100, 1, 95.
9. В. М. Фомин, Э. М. Хакимов. ПМТФ, 1979, 5, 115.
10. L. A. Merzhiewski. Arch. Mech. Stosowanej, 1978, 30, 4—5, 477.
11. С. К. Годунов. Элементы механики сплошной среды. М.: Наука, 1978.
12. М. М. Бойко, В. А. Летягин, В. С. Соловьев. ПМТФ, 1972, 2, 101.
13. С. К. Годунов, Н. С. Козин, Е. И. Роменский. ПМТФ, 1974, 2, 123.
14. Л. А. Мержневский, С. А. Шамонин. ПМТФ, 1980, 5, 170.
15. G. E. Duvall. Iranian J. of Sci and Techn., 1978, 7, 57.
16. Дж. Дж. Гилман. Механика. Сб. переводов, № 2, 1970.
17. В. Н. Кукуджанов. Сообщения по прикладной математике. Вып. 6. М.: ВЦ АН СССР, 1976.

## ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ ЗА ФРОНТОМ ВОЛНЫ ДЕТОНАЦИИ В ГЕТЕРОГЕННОЙ СИСТЕМЕ ГАЗ — ПЛЕНКА

А. В. Пинаев  
(Новосибирск)

Знание величины давления и его профиля за фронтом детонационной волны необходимо для понимания природы детонации, структуры волны и характера процессов в зоне реакции. В работах [1—3] содержатся лишь краткие сведения об измерении давления в трубах квадратного сечения при детонации в системе газ — пленка (газообразный окислитель в объеме трубы — пленка жидкого горючего на ее стенках). Значительно большая протяженность зоны реакции при детонации газопленочных систем по сравнению с газовыми смесями и, как следствие, высокая степень нагрева датчика при продолжительном действии давления предъявляют особые требования к конструкции пьезодатчика. Оказывается невозможным использование здесь применявшихся ранее в газовой детонации волноводно-стержневых пьезодатчиков [4—8] с хорошим временным и пространственным разрешением.

В настоящей работе продолжается изучение структуры зоны реакции и волновых процессов за фронтом детонационной волны в системе газ — пленка [см. 9—11]. Описание экспериментальной установки приведено в [11]. Площадь поперечного сечения корпуса стальных оптических секций примерно в 5 раз превышала площадь сечения стенок трубы, что способствовало уменьшению в оптических секциях акустических колебаний, распространяющихся по стенкам трубы. Давление измерялось одновременно четырьмя пьезодатчиками. Два из них ввертывались непосредственно в металлический корпус первой оптической секции перпендикулярно к плоскости наблюдения (съемки), проходящей через две противоположные продольные щели длиной по 240 мм. Два других датчика располагались во второй оптической секции в пластине из оргстекла со стороны, диаметрально противоположной двум продольным смотровым щелям длиной по 240 мм, разделенных промежутком 30 мм; на смотровой щели напротив каждого датчика нанесены две непрозрачные метки. Оптические стекла и оргстекло вставлялись в пазы секций и прижимались к боковой поверхности трубы стальной пластиной. Все датчики ввертывались заподлицо со стенкой трубы. Крепление датчиков в оргстекло обеспечивало надежную акустическую развязку и полностью исключало влияние колебаний стенок трубы на их показания.

Для установления траекторий датчиков и профилей давления относительно пространственной структуры детонационной волны в первой оптической секции осуществлялась съемка камерой СФР через теньевую установку ИАБ-451, во второй секции — съемка самосвечения процесса