

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Большиков, С. А. Новиков и др. ПМТФ, 1975, 1.
2. Ю. В. Батюков, С. И. Бодренко и др. Докл. I Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. Т. 1. М., ВНИИФТРИ, 1974.
3. Б. И. Абашкин, И. Х. Забиров, В. Г. Русин. Механика полимеров, 1977, 1.
4. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко. Физика взрыва. М., Наука, 1975.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ГЕТЕРОГЕННОМ КОНДЕНСИРОВАННОМ ВВ

В. Ф. Лобанов
(Новосибирск)

Экспериментальный материал [1, 2] об эволюции основных параметров (давление, массовая скорость) в процессе возбуждения детонационных волн в гетерогенных ВВ наряду с большим количеством данных о стационарной детонации [3] позволяет при некоторых предположениях о структуре фронта реакции строить различные математические модели [1] для описания процессов инициирования и распространения детонационных волн. Предлагаемые методики численного моделирования [2, 4] существенным образом связаны с одномерной постановкой задачи, что ограничивает их использование для решения прикладных и исследовательских задач.

В настоящей работе принимается следующая модель явления. В области, занимаемой исходным ВВ, каким-нибудь способом возбуждается ударная волна. При достижении и превышении определенного уровня давления за фронтом ударной волны начинается разложение ВВ. В дальнейшем за ударной волной среда представляет собой смесь исходного ВВ и продуктов детонации (ПД) с массовыми концентрациями соответственно $(1 - \alpha)$ и α .

Процесс описывается системой уравнений газовой динамики в эйлеровых координатах

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2)}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial [\rho (e + u^2/2)]}{\partial t} + \frac{\partial [\rho u (e + u^2/2) + pu]}{\partial x} &= QL, \\ \frac{\partial (\alpha \rho)}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha \rho u)}{\partial x} &= L, \\ \frac{\partial [\rho_1 (e + u^2/2)]}{\partial t} + \frac{\partial [\rho_1 u (e_1 + u^2/2) + \beta \cdot pu]}{\partial x} &= GL, \\ L &= L(\alpha, p, \rho_1, \rho_2, e_2), \\ p_1(\rho_1, e_2) &= p_2(\rho_2, e_2), \\ e &= \alpha \cdot e_1 + (1 - \alpha) e_2, \\ 1/\rho &= \alpha/\rho_1 + (1 - \alpha)/\rho_2. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь x, t — координата и время; p, ρ, e, u — давление, плотность, удельная внутренняя энергия, скорость; Q — удельная калорийность ВВ при сгорании в постоянном объеме; L — функция, задающая «макрокинетiku» разложения ВВ; индексами 1 и 2 обозначаются параметры, относящиеся соответственно к ПД и ВВ.

При выводе (1) использовалось условие равенства скоростей компонентов смеси и предположение о «механическом» равновесии, т. е. равенство давлений в ПД и ВВ при различных температурах (в общем случае). Коэффициент β получен из условия адиабатического поведения смеси неизменного состава при внешнем воздействии

$$\beta = \frac{1/(\rho_1 c_1)^2}{\alpha/(\rho_1 c_1)^2 + (1 - \alpha)/(\rho_2 c_2)^2}$$

где $c_{1,2}$ — изоэнтропические скорости звука соответствующих компонентов смеси. Предполагается, что процесс разложения ВВ происходит при постоянном давлении, поэтому коэффициент

$$G = 1/\alpha \cdot [Q + e_2 + p/\rho_2 - e_1 - p/\rho_1].$$

Уравнения состояния $p_i(\rho_i, e_i)$ принимались в виде

$$p_i - p_{xi} + \Gamma_i \rho_i (e_i - e_{xi}) \quad (\Gamma_i = \text{const}, i=1, 2).$$

Для ПД

$$p_{x1} = A \rho_1^n, \quad A, n = \text{const},$$

для ВВ

$$p_{x2} = \rho_0 c_0^2 / m \left[(\rho_2 / \rho_0)^m - 1 \right], \quad \rho_0, c_0, m = \text{const}.$$

При определении констант, входящих в уравнения состояния, использовались экспериментальные данные по ударным адиабатам (ВВ) и параметрам в точке Чепмена — Жуге для стационарной детонации (ПД). Вывод зависимости L — «макрокинетики» разложения ВВ — основывается на модели «горячих» точек. Без детального рассмотрения причин возникновения и характера неоднородностей предположим, что при превышении некоторого уровня давления ($p^* > 10-20$ кбар) в ударной волне, общее количество этих неоднородностей в единице массы ВВ (N_0) остается постоянным, а количество неоднородностей с внутренней энергией, превышающей некоторую постоянную e^* , есть

$$N_1 = N_0 \exp(-e^*/e).$$

Разложение ВВ происходит во фронте волны реакции, возникающей на неоднородностях с энергией, большей, чем e^* , и распространяющейся со скоростью $W = ap$ ($a = \text{const}$), зависящей только от давления. Предположим, что на начальном этапе область, занимаемая продуктами детонации, есть отдельные сферические объемы, которые по мере выгорания ВВ смыкаются между собой. На заключительном этапе реакции уже область, занимаемая непрореагировавшим ВВ, представляет собой набор отдельных сфер. В соответствии со сделанными предположениями для функции L имеем следующее выражение:

$$L = \begin{cases} 3 \cdot (4/3\pi N_0 \rho_0)^{1/3} \exp(-e^*/3e_T) (\rho_2/\rho_1)^{2/3} \alpha^{2/3} ap, & 0 < \alpha \leq \alpha^*, \\ 3 \cdot (4/3\pi N_2 \rho_2)^{1/3} \exp(-e^*/3e_T) (1 - \alpha)^{2/3} ap, & \alpha^* < \alpha \leq 1, \end{cases}$$

где e_T — тепловая составляющая внутренней энергии ВВ; N_2 — количество сферических объемов на заключительной стадии реакции. Определение L на начальном этапе при $\alpha = 0$ не представляет затруднений.

Если в качестве дополнительного условия потребовать непрерывности скорости разложения при смене механизма выгорания ВВ, то для определения N_2 получим уравнение

$$N_2 = N_0 (\rho_2/\rho_1)^2 [\alpha/(1 - \alpha^*)]^2,$$

которое преобразуется к виду

$$N_2 = N_0 [\sigma^*/(1 - \sigma^*)]^2,$$

где $0 \leq \sigma^* \leq 1$ — объемная концентрация ПД при α^* .

Описанная методика применялась при решении одномерной задачи об инициировании полубесконечного бруска ВВ массивной (масса m_0), но достаточно тонкой фольгой, имеющей начальную скорость u_0 .

Для полупространства имеем ($x \leq 0$)

$$\rho|_{t=0} = \rho_0, \quad p|_{t=0} = 0, \quad u|_{t=0} = 0, \quad \alpha|_{t=0} = 0. \quad (2)$$

На правой границе области при $x = 0$ задается граничное условие вида

$$du_r/dt = p_r/m_0, \quad (3)$$

где u_r — скорость; p_r — давление на границе. Численные значения параметров в уравнениях состояния и «макрокинетики»: $\rho = 1,62 \cdot 10^3$ кг/м³, $c_0 = 2,39 \cdot 10^3$ м/с, $m = 7$, $\Gamma_2 = 1,82$, $\sigma^* = 0,1$, $u_0 = 800$ м/с, $m_0 = 10^2$ кг/м². $A = 1,1544 \cdot 10^{-3}$, $n = 4$, $\Gamma_1 = 0,7562$, $e^* = 10^6$ Дж/кг, $B = 3(4/3\pi \cdot N_0)^{1/3} a = 2 \cdot 10^4$ м/(ГПа·с), $Q = 4,24 \cdot 10^6$ Дж/кг, $N_0 = 10^{12}$ 1/кг.

Система уравнений (1) с начальными данными (2) и граничным условием (3) решалась разностным методом С. К. Годунова [5]. При расчете очередного временного шага в каждом счетном интервале для ПД и для смеси принималось уравнение состояния идеального газа с показателем адиабаты $\gamma_{\text{эфф}} = c^2 \rho / p$, где $c^2 = \beta \cdot (\rho_1 c_1)^2 / \rho^2$ — величина, характеризующая адиабатическую сжимаемость. Для ВВ принималось «двучленное» уравнение состояния с $\gamma_{\text{эфф}} = \rho \cdot c^2 / (p + \rho_0 c_0^2 / m)$. Потoki массы, энергии и импульса определялись при неизменном значении параметра α ,

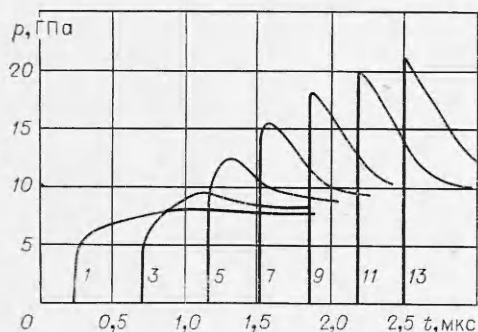


Рис. 1.

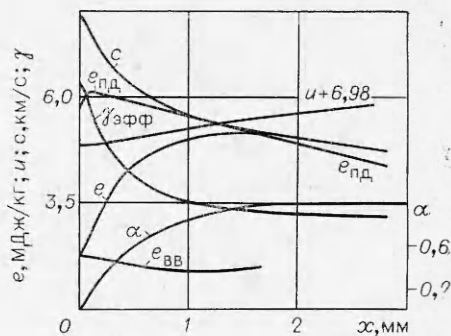


Рис. 2.

приращение которого по уравнению «макрокинетики» производилось при значениях параметров с нижнего временного слоя. Расчет шага заканчивался вычислением давления. При этом для новых значений e_1 , e_2 , e , α и ρ итерациями относительно ρ решалась система трех последних уравнений системы (1).

На рис. 1 приведены графические зависимости давления от времени для различных частиц (лагранжевых координат) исходного ВВ. Цифры у графиков — первоначальные расстояния (в миллиметрах) от плоскости инициирования. Полученные расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными [3]. Отсутствие в конце зоны реакции излома связано с введением и использованием интерполяционных формул при переходе от эйлеровых координат в уравнениях (1) к лагранжевым.

Распределение параметров за фронтом ударной волны, близкое к стационарному, изображено на рис. 2. Эти данные, а также диаграмма процесса в координатах p , $1/\rho$ (рис. 3) дают хорошее согласие моделируемого процесса с классическим представлением о структуре зоны реакции.

Анализ зависимостей изменения концентрации α (рис. 4) показывает, что резкое уменьшение скорости разложения связано с уменьшением тепловой составляющей

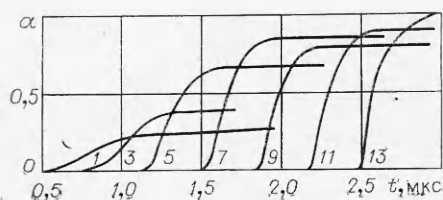
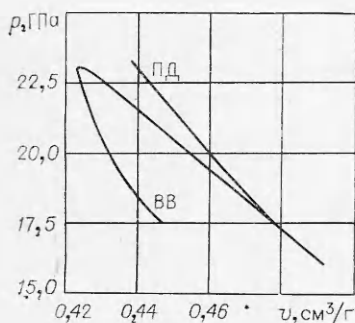


Рис. 4.

Рис. 3.

внутренней энергии ВВ. Этот эффект, по-видимому, можно уменьшить введением в рассматриваемую модель теплопроводности, что, однако, усложняет методику расчета.

Таким образом, предлагаемая методика позволяет на основании известных данных об ударной сжимаемости ВВ и ПД в плоскости Чепмена — Жуге исследовать переходные процессы при возбуждении детонации. Независимость рассмотренной «макрокинетики» и расчетной схемы от лагранжевых координат расширяет область исследуемых задач, при решении которых предложенная модель может уточняться.

Поступила в редакцию
28/XI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Proceedings Sixth Symp. (Intern.) on Detonat. California, 1976.
2. Г. И. Канель и др. — В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
3. А. Н. Дремин и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Наука, 1970.

4. В. Н. Постнов, В. С. Соловьев.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
 5. С. К. Годунов и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М., Наука, 1976.

О РАСЧЕТЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОДВОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВЗРЫВОВ НА ЭВМ

В. В. Иванов
(Николаев)

Цель работы — составление системы уравнений, позволяющей получить детальное описание подводных электрических взрывов с помощью ЭВМ. Электрический взрыв — мощный (16^9 – 10^9 Вт) высоковольтный подводный разряд длительностью $\sim 10^{-5}$ с. За последние десятилетия этот процесс получил широкое распространение в самых разнообразных областях науки и техники: в штамповке, развальцовке труб, дроблении и т. д. [1, 2]. Экспериментальные и теоретические исследования подводного электрического взрыва представляют значительные трудности из-за многообразия, коррелированности и нелинейности сопровождающих их процессов. Этим и объясняется отсутствие в настоящее время детального математического описания процесса.

Как показывают исследования [3–7], в канале разряда развиваются давления до $3 \cdot 10^9$ Па и температуры 10^4 – $5 \cdot 10^4$ К. Это приводит к образованию ударных волн в жидкости и низкотемпературной, плотной, неидеальной плазмы внутри канала разряда. Причем плотность частиц в канале меняется вследствие его расширения и испарения частиц со стенок. При описании гидродинамических явлений воспользуемся методом характеристик [8, 9], для описания свойств плазмы — теорией, развитой в [10–12], при расчете скорости поступления частиц в канал разряда примем, так же как и в [3], что в основном это происходит за счет лучистой теплопроводности.

Далее будем исходить из экспериментально установленного факта, что все характеристики разряда определяются четырьмя параметрами: начальным напряжением U на накопительной емкости C , индуктивностью цепи L и длиной разрядного промежутка l . В этом случае уравнение электрической цепи запишется [3] так:

$$d^2U/dt^2 + R_k/L \cdot dU/dt + U/LC = 0, \quad (1)$$

где

$$R_k = l/\pi a^2 \sigma \quad (2)$$

— сопротивление канала разряда, переменное во времени; a — радиус канала разряда; σ — удельная проводимость. Величина последней связана с характеристиками плазмы следующими соотношениями [10–12]:

$$\sigma_1 = \sigma_2 \frac{n_e}{n_e + n^*} \frac{1}{\sigma} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^2 \exp(-\varepsilon) d\varepsilon}{1 + \frac{0,58 n_a Q_a}{(n_i + n^*) Q_e}}, \quad (3)$$

где σ_2 — спитцерова проводимость; $\varepsilon = \beta E$; E — энергия электрона; n_e , n_a , n^* — концентрации свободных электронов, атомов и слабосвязанных электронов; Q_a и Q_e — транспортные сечения столкновений электронов с атомами и ионами. Величины последних рассчитывались по методике [12]. Уравнение (3) дает вклад свободных электронов. Проводимость слабосвязанных электронов n^* характеризуется в системе СИ выражением [12]:

$$\sigma_3 = 26,3 \cdot 10^8 / T^{3/2} \cdot (\alpha^{5/3} + 0,73 \alpha^{7/3}) \quad (4)$$

и полная проводимость

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_3. \quad (5)$$

Для расчета электропроводности необходимо знать состав плазмы при данной температуре и давлении. В настоящей работе поведение кислородных и водородных ионов отождествляется, и плазма рассматривается как полностью водородная. Основанием к этому служит близость потенциалов ионизации ($\sim 13,6$ эВ) и отношений статусов основных состояний ионов и атомов ($\sim 1/2$). Тогда расчетные формулы