

дается появление вторичных волн сжатия и разрежения за фронтом возмущенной волны. Показано, что асимптотический закон затухания возмущения имеет вид  $\Delta \sim t^{-1}$

Поступила в редакцию 2/VII 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L. Harris, E. Johnson. Rev. Sci. Instr., 1933, 4, 454.
2. А. С. Дубовик. Фотографическая регистрация быстротекающих процессов. М.: Наука, 1964.
3. Е. Е. Мешков. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, 5, 151.

### ВЗРЫВ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В ВОДЕ С УЧЕТОМ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ВЫДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ

В. В. Мареев

(Ленинград)

В настоящее время большой интерес представляет исследование процесса детонации взрывчатых веществ с неполным выделением энергии на фронте детонационной волны с последующим догоранием продуктов детонации (ПД). Такой процесс реализуется при взрыве гетерогенных систем с высокоэнергетическими металлическими добавками, смесевых и ряда однородных ВВ. Наличие процессов, резко различающихся по скоростям выделения энергии, и их объемный характер усложняет расчет подобных взрывов.

В данной работе на основе численного решения системы уравнений газодинамики определяется процесс формирования и движения ударной волны, образованной от взрыва однородного по своему составу цилиндрического заряда ВВ в воде с учетом дополнительного выделения энергии.

Предположим, что в момент времени  $t = 0$  в круговом цилиндре радиусом  $x_1$  выделяется энергия  $E_1$  (на единицу длины)

$$E_1 = \pi x_1^2 \rho_1 \varepsilon_1,$$

где  $\rho_1$  — плотность ПД;  $\varepsilon_1$  — удельная внутренняя энергия ПД.

Выбранная модель «мгновенного» выделения энергии относится к схеме мгновенной волновой детонации [1]. Распределение скорости ПД, полученное из автомодельного решения, заменяется на линейную зависимость. Распределение начальных параметров берется в виде

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_1, \quad \varepsilon = \varepsilon_1, \quad p = f_1(\rho_1, \varepsilon_1), \quad u = D/4 \cdot x/x_1 \quad \text{при} \quad x \leq x_1; \\ \rho &= \rho_2, \quad \varepsilon = \varepsilon_1, \quad p = f_2(\rho_2, T_2), \quad u = 0 \quad \text{при} \quad x > x_1. \end{aligned}$$

Здесь  $D$  — скорость детонации ВВ;  $u$  — массовая скорость;  $f_1(\rho, \varepsilon)$  — уравнение состояния ПД;  $f_2(\rho, T)$  — уравнение состояния воды;  $T$  — температура воды, определяемая из выражения для внутренней энергии [1];  $p$  — давление;  $x$  — радиальная переменная; индекс 2 относится к параметрам воды. Уравнение состояния для ПД взято из работы [2], уравнение состояния для воды — из [3].

Задача решается в массовых лагранжевых переменных. Система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -x \frac{\partial p}{\partial m}, \quad \frac{\partial x}{\partial t} = u, \quad \frac{1}{\rho} = \frac{1}{2} \frac{\partial x^2}{\partial m},$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -p \frac{\partial}{\partial m}(xu) + \frac{Q}{\rho},$$

$$p = f_1(\rho, \varepsilon) \quad \text{при} \quad m \leq m_1,$$

Рис. 1. Избыточное давление  $(p_{ув} - p_2)/p_2$  на фронте ударной волны.

$$p = f_2[\rho, T(\rho, \varepsilon)] \quad \text{при } m > m_1,$$

$$m(x, t) = \int_0^x \rho(y, t) y dy.$$

Здесь  $t$  — время;  $m$  — массовая переменная;  $Q$  — объемный источник. Граничные условия:  $u = 0$  при  $m = 0$ ;  $u \rightarrow 0$ ,  $\rho \rightarrow \rho_2$ ,  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_2$  при  $m \rightarrow \infty$ .

После мгновенной детонации за промежуток времени  $(0, t_0]$  происходит выделение энергии  $\Delta E_1$  в расширяющиеся пары ПД. Объемный источник  $Q(t)$  записывается в виде

$$Q(t) = \frac{\alpha \Delta E_1 t^{\alpha-1}}{\pi t_0^\alpha x_*^2(t)}, \quad \alpha > 0.$$

Поставленная задача решается численно при помощи неявной полной консервативной разностной схемы [4]. В области, занимаемой ПД, шаг по координате берется постоянным, а вне ее шаг увеличивается по геометрическому закону. Вводится квадратичная искусственная вязкость.

Численные результаты получены для времен порядка 70—90 мкс. За этот промежуток времени прекращается выделение энергии за счет химических реакций, формируется и отрывается от газового пузыря на расстояние около семи радиусов  $\bar{x} = x/x_1$  ударный фронт. Дальнейшее распространение образовавшейся ударной волны достаточно изучено.

Во всех вариантах задано:  $x_1 = 0,04$  м,  $\rho_1 = 2,12 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $E_{01} = 4,432 \cdot 10^7$  Дж/м,  $D = 7000$  м/с,  $\rho_2 = 9,86 \cdot 10^2$  кг/м<sup>3</sup>,  $p_2 = 10^5$  Н/м<sup>2</sup>,  $\Delta E_1 = E_1 = E_{01}$ . Перечислим полученные варианты.

1. Мгновенный взрыв,  $E_1 = E_{01}$ ;
2. Мгновенный взрыв,  $E_1 = 2E_{01}$ ;
3.  $t_0 = 15 \cdot 10^{-6}$  с,  $\alpha = 0,5$ ;
4.  $t_0 = 30 \cdot 10^{-6}$  с,  $\alpha = 0,5$ ;
5.  $t_0 = 15 \cdot 10^{-6}$  с,  $\alpha = 1$ ;
6.  $t_0 = 30 \cdot 10^{-6}$  с,  $\alpha = 1$ ;

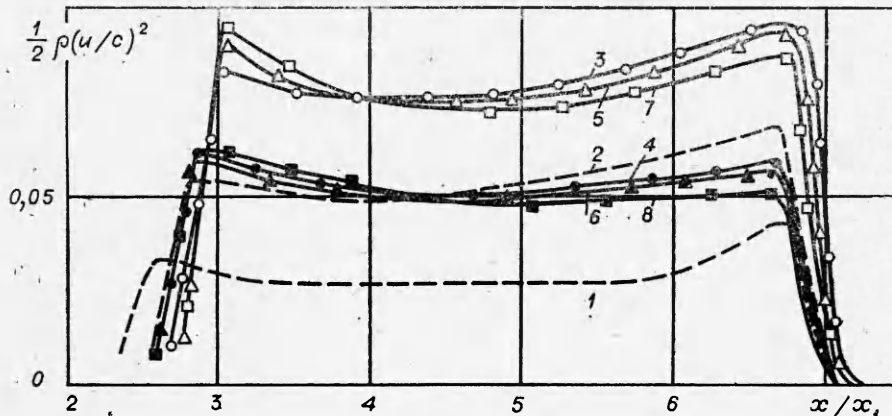
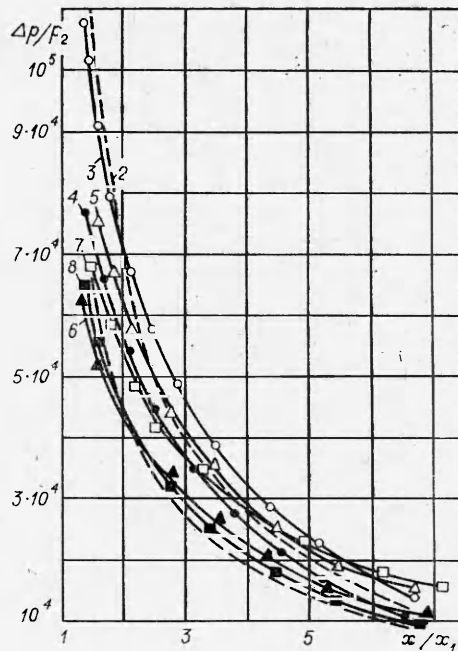


Рис. 2. Скоростной напор; ударная волна на расстоянии  $\bar{x}_{ув} = 6,68$ .

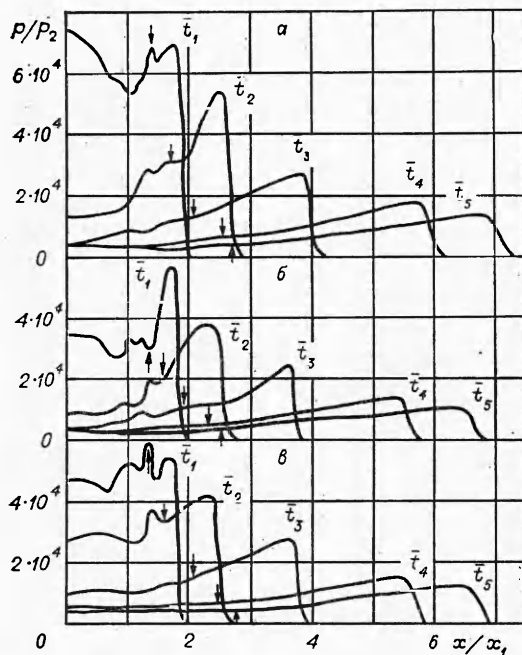


Рис. 3. Распределение относительного давления для вариантов 3 (а), 4 (б) и 7 (в).

$$7. t_0 = 15 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \alpha = 2;$$

$$8. t_0 = 30 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \alpha = 2.$$

С результатами вариантов 1 и 2 сравниваются все остальные решения (рис. 1, 2). Во всех вариантах, кроме второго, начальное давление ПД одинаково:  $p_1 = 1,0961 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$ . Результаты прежде всего показали, что длительность выделения энергии заметно влияет на параметры течения и на расширение газового пузыря по сравнению с моделью мгновенной детонации. Можно заметить четкую группировку кривых в зависимости от времени выделения энергии. Характер изменения

параметров при одинаковом  $t_0$  довольно мало подвержен влиянию  $\alpha$ . При  $t_0 = t_0^1 = 15 \text{ мкс}$  по сравнению с вариантом 2 увеличивается скоростной напор (см. рис. 2) и избыточное давление на фронте ударной волны (см. рис. 1), газовый пузырь расширяется интенсивнее. Увеличение промежутка времени выделения энергии до  $t_0^2 = 30 \text{ мкс}$  приводит к падению значений указанных выше параметров.

На рис. 3 изображены распределения относительного давления в зависимости от радиального расстояния  $\bar{x}$  для различных моментов времени  $\bar{t}$  ( $\bar{t}_1 = 0,27$ ,  $\bar{t}_2 = 0,54$ ,  $\bar{t}_3 = 1,08$ ,  $\bar{t}_4 = 2,025$ ,  $\bar{t}_5 = 2,633$ ,  $\bar{t}_0^1 = 0,5625$ ,  $\bar{t}_0^2 = 1,125$ , где  $\bar{t} = (1500/x_1)t$ ).

Для ПД длительность выделения энергии влияет на характер распределения параметров. При  $t_0 = t_0^1$  значения внутренней энергии за счет волновых процессов быстро выравниваются и зависят только от времени. При  $t_0 = t_0^2$  наблюдается линейный спад энергии по направлению от центра к контактной поверхности. Это можно объяснить тем, что зависимость распределения скорости от параметра  $\alpha$  и в меньшей степени от  $t_0$  проявляется в затягивании начала волновых процессов в ПД при увеличении  $\alpha$ .

Полученные результаты носят качественный характер. Выводы о влиянии дополнительного выделения энергии на параметры ударной волны сохраняются и при использовании в качестве начальных условий другой модели детонации заряда — схемы реальной детонации [1]. В подтверждение этого для схемы реальной детонации проведен расчет со следующими значениями параметров на фронте детонационной волны при  $t_0 = 0$ :  $p_n = p_1$ ,  $\rho_n = \rho_1$ ,  $u_n = D/4$ . Распределение параметров ПД ( $p$  и  $u$ ) взяты из работы [5]. При этом  $\varepsilon_n = \varepsilon_1$ , полная энергия  $E_1 = 3,572 \cdot 10^7 \text{ Дж/м}$ ,  $E = E_1 + \Delta E_1 = 1,4288 \cdot 10^8 \text{ Дж/м}$ , т. е.  $\Delta E_1/E_1 = 3$ . Расчет проведен для  $t_0 = 15, 30$  и  $60 \text{ мкс}$ ,  $\alpha = 0,5$ . Общий характер распределения избыточного давления аналогичен представленному на рис. 1. Даже при  $t_0 = 60 \text{ мкс}$  параметры течения близки к значениям, полученным при мгновенном выделении всей энергии  $E$ .

Из сказанного видно влияние сжимаемости окружающей среды на параметры образовавшейся ударной волны при взрыве заряда ВВ в воде при дополнительном вводе энергии.

Поступила в редакцию 5/1 1981

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Г. Баранов и др. ПМТФ, 1980, 1.
2. А. С. Фонарев, С. Ю. Чернявский. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 5.
3. А. Ф. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
4. А. А. Самарский, Ю. П. Попов. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980.
5. А. В. Каширский, Л. П. Орленко, В. И. Охитин. ПМТФ, 1973, 2.

## ВЛИЯНИЕ СПОСОБА ИНИЦИИРОВАНИЯ ПЛОСКОГО ЗАРЯДА НА ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ТРУБЕ

*В. Е. Шемарулин, В. Ю. Мельцас, Г. Ф. Копытов, В. А. Могилев,  
В. А. Поддубный, Ю. А. Фатеев, Е. С. Хорошайло, В. Ф. Чубаров*  
(Москва)

В ряде работ экспериментально изучался вопрос о распространении ударной волны (УВ) в ударной трубе при взрыве плоских зарядов ВВ [1—3], инициирование которых осуществлялось от капсулей-детонаторов в одной или нескольких точках по одному из плоских оснований заряда. Такое инициирование плоского заряда, когда расстояние между капсулями существенно превосходит его толщину, приводит к неоднородности потока и неплоскостности контактной границы продукты взрыва (ПВ) — воздух. Как показано в работе [4], при наличии начальных возмущений в толкающем газе (в рассматриваемом случае это ПВ) плоский фронт воздушной ударной волны в трубе и однородное течение за фронтом устанавливаются на значительном расстоянии от сечения, в котором происходит энерговыделение. Этот эффект необходимо учитывать в исследованиях, где используются интенсивные ударные волны.

В настоящей работе процесс формирования УВ при различных способах инициирования плоского заряда изучался с помощью численных расчетов, результаты которых сравнивались с результатами специально поставленных экспериментов. Исследовались параметры потока в цилиндрической ударной трубе радиусом  $R = 0,3$  м, на закрытом торце которой располагался тонкий дисковый заряд ВВ толщиной  $h = 0,5 \times 10^{-3}$  м (рис. 1). Реальный способ инициирования заряда в отдельных точках заменен в расчетах инициированием по концентрическому кольцам. Такое упрощение позволило решить задачу в двумерном приближении, не искажая существенно процесс формирования УВ.

Рассматривались варианты задачи, когда энерговыделение мгновенно происходит: 1) в центральной области  $A$  (см. рис. 1), 2) в области  $A$  и в кольцевых областях  $B$ ,  $C$ ,  $F$  (см. рис. 1) и 3) во всем объеме заряда.

В начальный момент времени области мгновенного энерговыделения характеризуются параметрами: плотность  $\rho_m = 1,51 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, удельная внутренняя энергия  $E_m = 5,359 \cdot 10^6$  Дж/кг, давление  $p_m = 1,01 \cdot 10^{10}$  Па, массовая скорость  $u_m = 0$ , а окружающее пространство заполнено воздухом при нормальных условиях.

Для решения системы газодинамических

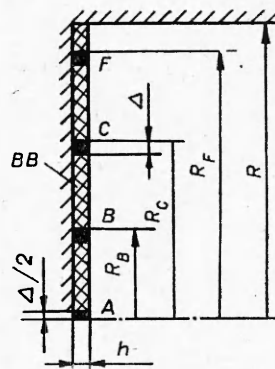


Рис. 1. Схема расположения зон мгновенного энерговыделения;  $R_B = 9 \cdot 10^{-2}$  м,  $R_C = 1,8 \cdot 10^{-1}$  м,  $R_F = 2,7 \cdot 10^{-1}$  м,  $\Delta = 10^{-2}$  м,  $h = 0,5 \cdot 10^{-3}$  м.