

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/м³, 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

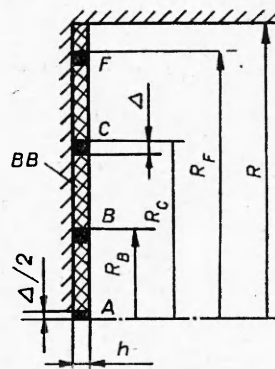


Рис. 1. Схема расположения зон мгновенного энерговыделения; $R_B = 9 \cdot 10^{-2}$ м, $R_C = 1,8 \cdot 10^{-1}$ м, $R_F = 2,7 \cdot 10^{-1}$ м, $\Delta = 10^{-2}$ м, $h = 0,5 \cdot 10^{-3}$ м.

уравнений, описывающих распространение детонации по заряду и двумерное нестационарное течение газа в трубе, использовалась методика, описанная в [5]. Расчет проводился с выделением детонационных и основных ударных волн. В качестве уравнения состояния ПВ использовалось несколько видоизмененное уравнение состояния, предложенное в [6],

$$p = [\gamma(\rho) - 1]\rho E,$$

$$\text{где } \gamma(\rho) = \begin{cases} 3,370 - 1,155\rho_m/\rho & \text{при } \rho > 885 \text{ кг/м}^3, \\ 1,4 & \text{при } \rho \leq 885 \text{ кг/м}^3. \end{cases}$$

Такой вид уравнения состояния позволяет использовать его и для расчета параметров воздуха (в воздухе практически всегда $\rho < 885 \text{ кг/м}^3$) и, как следствие, не выделять контактный разрыв ПВ — воздух.

Во всех вариантах расчета размер ячеек брался приблизительно одинаковым. По радиусу трубы число точек в вариантах 1 и 2 составляло 30 и менялось вдоль трубы от 20 до 60 по мере удаления фронта УВ от первоначального положения заряда.

Результаты численных расчетов показали, что картина течения в ударной трубе при одноточечном и кольцевом инициировании заряда достаточно сложна, особенно в начальный период образования УВ, и аналогична описанному в [4] процессу формирования волны в пневматической ударной трубе при конечном времени раскрытия диафрагмы. Разлет ПВ при движении детонационной волны по заряду вызывает присоединенную УВ в воздухе с углом наклона к плоскости заряда $\alpha \approx 20^\circ$. Отражение такой УВ от стенки трубы нерегулярно (т. е. появляется тройная точка), и дальнейшее формирование плоского фронта УВ, как показано в [4], связано с радиальным движением тройной точки после ее отражений на оси и стенке трубы. Процесс выпрямления фронта сопровождается образованием поперечных УВ (эти волны двигаются преимущественно в радиальном направлении), которые возмущают течение за фронтом волны.

Анализ результатов расчетов показал, что мерой неоднородности потока (под которой понимается различие в параметрах потока в произвольном сечении трубы) в фиксированный момент времени может служить величина $\delta p/\bar{p}$, характеризующая интенсивность возмущений на фронте УВ. Здесь δp — разница между максимальным (p_{\max}) и минимальным (p_{\min}) давлением на фронте УВ, а $\bar{p} = 0,5(p_{\max} + p_{\min})$. Зависимость этой величины от относительного расстояния $\lambda = x/r^*$, построенная по результатам расчетов вариантов 1 и 2, представлена на рис. 2. Здесь x — координата фронта УВ, r^* — характерный размер, определяющий период радиальных пульсаций поперечных УВ. В случае инициирования заряда по центру плоского основания $r^* = \bar{r}$, при многоточечном инициировании этот размер можно определить как $r^* = \sqrt{S/\pi n}$ (S — площадь плоского основания заряда, n — число точек инициирования), а для способа инициирования, принятого в расчетной схеме, как равный половине расстояния между серединами колец инициирования.

Распределение давления и плотности, показанное для примера на рис. 3, позволяет оценить для различных сечений трубы неоднородность

этих параметров, которая соответствует величине $\delta p/\bar{p} \approx 17\%$ при $\lambda = 12$ (см. рис. 2). Из графика на рис. 2, характеризующего неоднородность потока для различных моментов времени

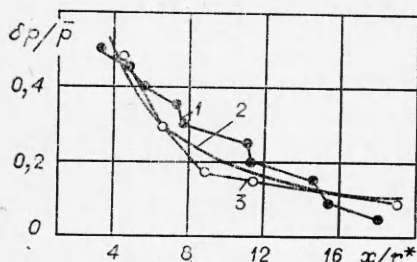


Рис. 2. Характер затухания возмущений на фронте УВ.

1 — первый вариант; 2 — $\delta p/\bar{p} = 2(x/r^*)^{-1}$; 3 — второй вариант.

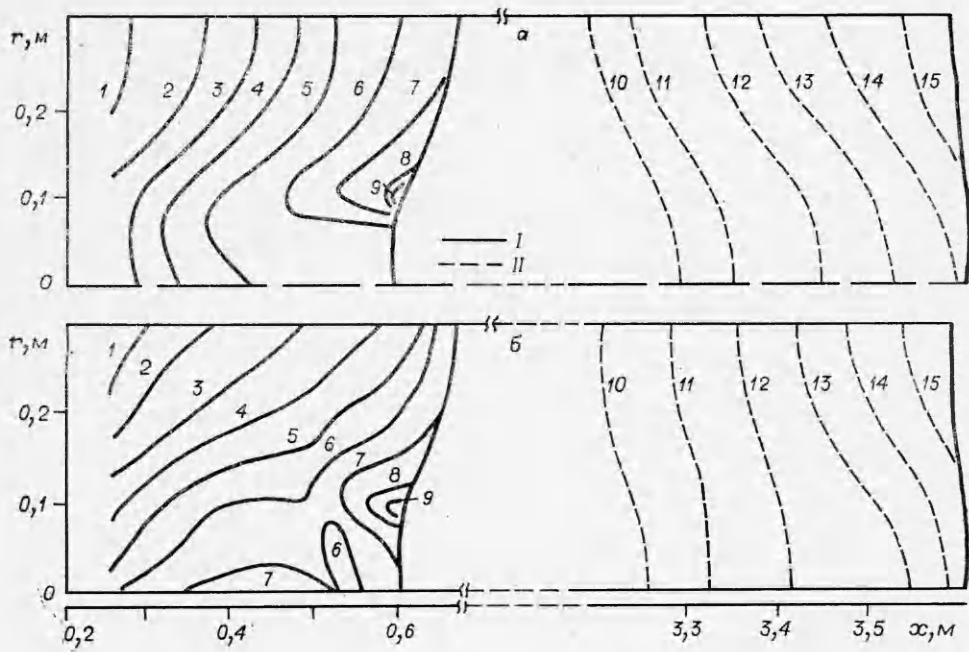


Рис. 3. Распределение давления (а) и плотности (б) в ударной трубе (первый вариант).

I — $t=0,245$ мс; II — $t=2,23$ мс. а) $p \cdot 10^{-5}$ Па: 1 — 7,4, 2 — 13,4, 3 — 19,4, 4 — 25,4, 5 — 31,4, 6 — 40,4, 7 — 52,4, 8 — 67,4, 9 — 73,4, 10 — 9,2, 11 — 9,7, 12 — 10,6, 13 — 11,5, 14 — 12,4, 15 — 13,4; б) ρ , кг/м³: 1 — 1,1, 2 — 1,8, 3 — 2,5, 4 — 3,1, 5 — 3,8, 6 — 4,8, 7 — 6,1, 8 — 7,4, 9 — 8,4, 10 — 3,2, 11 — 3,6, 12 — 4,0, 13 — 4,3, 14 — 4,7, 15 — 5,1.

(или λ), следует, что затухание возмущений по мере движения УВ вдоль трубы пропорционально x^{-1} . Кроме того, этот график позволяет определить количество точек инициирования заряда для конкретных условий эксперимента. Так, если задан предельно допустимый уровень неоднородности потока $\delta p/\bar{p}$ при фиксированной координате фронта УВ x , то график на рис. 2 определяет в общем случае площадь λl^{*2} , приходящуюся на одну точку инициирования заряда.

На рис. 4 представлены зависимости избыточного давления от времени на стенке и оси трубы в фиксированных точках, полученные при расчете первого варианта задачи. Пульсации давления отражают наличие поперечных ударных волн за фронтом УВ. Период пульсаций составляет $T \approx 0,6$ мс, что соответствует скорости поперечных волн $D = 2R/T \approx 10^3$ м/с. Эта скорость близка к среднему значению скорости звука за фронтом волны, определенному по результатам расчетов, а также скорости звука в ПВ [7]. Следует отметить, что амплитуда пульсаций на стенке трубы примерно в 2—3 раза меньше, чем на ее оси. Это связано

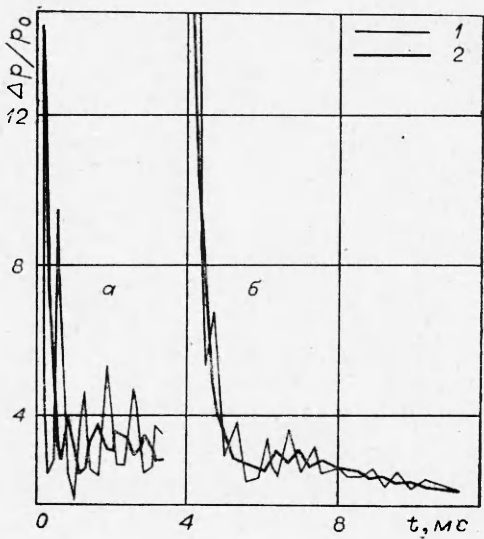


Рис. 4. Зависимость избыточного давления от времени (первый вариант). а) $x=0,60$ м; б) $x=1,43$ м. 1 — ось; 2 — стенка.

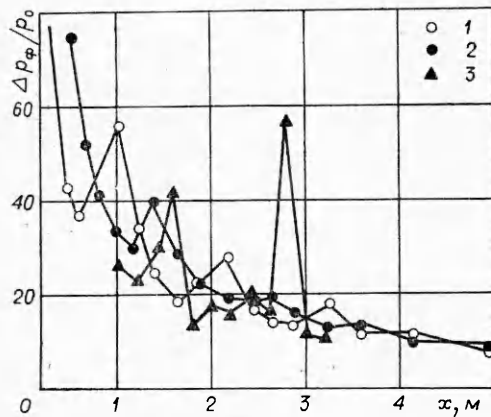


Рис. 5. Избыточное давление во фронте УВ в зависимости от пройденного расстояния, полученное при расчете (1, 2) и в эксперименте (3).
1 — ось; 2, 3 — стенка.

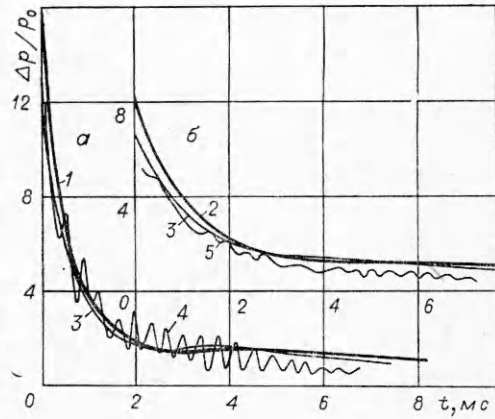


Рис. 6. Сравнение расчетных (1—3) и экспериментальных (4, 5) зависимостей $\Delta p(t)$ (4 — инициирование в одной точке, 5 — инициирование в 12 точках).

с цилиндрической симметрией поперечных волн. Отсюда вытекает, что при измерении параметров УВ датчиками, расположенными на стенке трубы, можно получить неверные представления о степени однородности потока. Сказанное подтверждается и графиком на рис. 5, где представлены расчетные зависимости избыточного давления на фронте УВ $\Delta p_\phi = p_\phi - p_0$ от расстояния вдоль трубы на оси и стенке: пульсации давления на оси значительно выше, чем на стенке ударной трубы, и находятся в противофазе.

Процесс формирования УВ при четырехкольцевом инициировании заряда подобен описанному выше с тем лишь отличием, что затухание пульсаций в этом случае происходит примерно в 4 раза быстрее (см. рис. 2). Один из наиболее простых способов определения интенсивности УВ — регистрация моментов прихода фронта волны в фиксированные сечения трубы (например, с помощью контактных датчиков) и дальнейшее вычисление давления по формуле [8]

$$\frac{\Delta p_\phi}{p_0} \approx \frac{2\gamma}{\gamma+1} \left[\frac{\bar{D}_\phi^2}{c_0^2} - 1 \right] \approx \frac{2\gamma}{\gamma+1} \left[\frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\Delta x}{\Delta t} \right)^2 - 1 \right], \quad (1)$$

где Δx — размер измерительной базы; Δt — время прохождения фронтом УВ базы Δx со средней скоростью \bar{D}_ϕ ; c_0 — скорость звука в невозмущенном воздухе.

Определим размер базы Δx , позволяющей выявить неоднородности в потоке. Из (1)

$$\bar{D}_\phi \approx c_0 \sqrt{\frac{\Delta p_\phi}{p_0} \cdot \frac{\gamma+1}{2\gamma} + 1}.$$

За время, соответствующее периоду пульсации, обусловленной распространением в потоке поперечных волн, фронт УВ проходит расстояние $\Delta l = \bar{D}_\phi \frac{2r^*}{D}$. При $\Delta p_\phi/p_0 \approx 5 \div 20$, $c_0/c \approx 1/3$, $\gamma = 1,4$ расстояние $\Delta l \approx (1,5 \div 3)r^*$. В предположении синусоидального характера пульсации при ее кусочно-линейной аппроксимации с методической погрешностью, не превышающей 10%, необходимо производить измерения через временные интервалы $\sim T/6$ [9], что дает

$$\Delta x \approx \Delta l/6 \approx (0,2 \div 0,5)r^*.$$

Результаты численных расчетов сравнивались с результатами экспериментов, проведенных на ударной трубе диаметром $d = 0,6$ м. Заряд

ВВ с $h = 10^{-3}$ м, заполнявший все поперечное сечение ударной трубы, устанавливался в плоскости открытого торца. Калорийность ВВ соответствовала принятой в расчетах. Заряд инициировался в одной точке в центре или в 12 точках, равномерно распределенных по плоскому его основанию.

Зависимости избыточного давления от времени измерялись индуктивными датчиками давления в точках $x = 2,78$ и $5,28$ м (см. рис. 6, а, б соответственно). Контактными датчиками, расположенными с базой $\Delta x = 0,2$ м, находилась траектория движения фронта УВ. Погрешности определения зависимостей $\Delta p(t)$ и $\Delta p_\phi(x)$ не превосходили 10 и 3% соответственно. Сопоставление результатов экспериментов с расчетными данными на рис. 5 и 6 указывает на достоверность последних. Пульсации на экспериментальных кривых на рис. 6 объясняются собственными колебаниями стенки ударной трубы с периодом $T \approx 2\pi R/c_{г.} \approx 0,33$ мс.

Таким образом, результаты двумерных расчетов по изучению процесса формирования УВ в трубе при подрыве плоского заряда, подтвержденные экспериментом, позволили определить количество точек инициирования для обеспечения требуемого уровня однородности потока на заданном расстоянии от заряда и показать, что возмущения параметров потока, выявленные на стенке трубы, в 2—3 раза меньше максимально возможных по сечению ударной трубы.

Поступила в редакцию 15/IX 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Дафф, Блэкуэл. Прикладная механика, 1966, 37, 5.
2. Э. Э. Лин, А. В. Сиренко, А. Н. Фунтиков. ФГВ, 1979, 15, 2.
3. Э. Э. Лин, А. В. Сиренко. ФГВ, 1979, 15, 5.
4. Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977.
5. Численное решение многомерных задач газовой динамики/Под ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976.
6. А. С. Фонарев, С. Ю. Чернявский. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 5.
7. Э. Э. Лин, А. В. Сиренко, А. И. Фунтиков. ФГВ, 1980, 16, 4.
8. Ф. А. Баум и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
9. П. П. Орнатский. Автоматические измерения и приборы. Киев: Вища школа, 1971.

О НЕКОТОРЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ЭЛЕКТРОИСКРОВОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ РАСТВОРОВ НИТРОСОЕДИНЕНИЙ В КОНЦЕНТРИРОВАННОЙ АЗОТНОЙ КИСЛОТЕ

Е. В. Зотов, Г. Б. Красовский, А. С. Козырев

(Москва)

Электроискровое инициирование жидких взрывчатых веществ (ЖВВ) — по существу новая область в исследовании свойств ВВ, так как систематическое изучение процессов, происходящих при пробое ЖВВ и последующем возбуждении детонации, ранее практически не проводилось. В известных работах детонация ВВ возбуждается под действием мощной ударной волны, возникающей при электрическом низковольтном разряде энергоемкого накопителя. Благодаря прозрачности взрывчатых растворов удается достаточно подробно изучить последовательные процессы пробоя и инициирования взрыва и установить при этом ряд закономерностей.

Наибольший интерес представляет исследование ЖВВ или смесей, имеющих малый критический диаметр распространения детонации $d_{кр}$, так как это дает предпосылки к получению малых задержек иницииро-