

на контактной границе с ударником. Не конкретизируя последующий механизм образования локализованных плоскостей сдвига, а только постулируя их наличие в разрушающемся образце ВВ при ударе, путем анализа эффективностей разогревов на различных полосах сдвига установлено, что с наибольшей вероятностью возбуждение взрыва в критических условиях инициирования происходит на плоскости скольжения, проходящей внутри образца ВВ вплотную к контактной поверхности ударника. Экспериментальные данные [1] о повышенной чувствительности к удару зарядов твердых ВВ, «припудренных» снаружи порошком азида свинца (по сравнению с теми же зарядами, но в которых слой азиды располагался на срединной плоскости образцов ВВ), качественно подтверждают этот вывод.

Поступила в редакцию 30/V 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых ВВ ударом. М.: Наука, 1968.
2. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев, Ю. А. Казарова и др. ФГВ, 1972, 8, 2, 299.
3. R. E. Winter, J. E. Field. Proc. Roy. Soc. Lond., 1975, A343, 1634, 399.
4. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев, Ю. Ф. Карабанов и др. ФГВ, 1975, 11, 3, 467.
5. А. В. Дубовик. ФГВ, 1980, 16, 4, 103.
6. А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян, В. С. Козлов. ФГВ, 1972, 8, 3, 362.
7. В. Г. Щетинин. Хим. физика, 1983, 2, 5, 688.
8. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
9. В. К. Боболев, В. Л. Боднева, А. В. Дубовик. ПМТФ, 1975, 5, 153.
10. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
11. К. К. Андреев, Б. Н. Кайдымов. ЖФХ, 1961, 35, 12, 2676.
12. В. К. Боболев, А. В. Дубовик, М. В. Лисанов. ПМТФ, 1982, 5, 145.

ЧИСЛЕННАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ ВВ НА ПАРАМЕТРЫ ВОЗДУШНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

В. В. Селиванов
(Москва)

Исследования поля взрыва компактных зарядов ВВ в области $15 < r/R_0 < 150$ (R — радиус заряда) приведены в [1]. Дальнейшее развитие экспериментальных исследований отражено в [2—5]. Результаты решения одномерных задач в случае сферической и цилиндрической симметрии получены в работах [6, 7]. Численное решение одномерной задачи о детонации сферического заряда тэна различной плотности в воздухе приведено в [8].

Поле взрыва зарядов некомпактной формы существенно зависит как от конфигурации заряда, так и от места его инициирования. Известно численное решение задачи о мгновенной детонации удлиненного цилиндрического заряда в воздухе [9, 10], где проведен анализ особенностей течения в области $r < 30 R$.

Рассмотрим процесс взрыва в воздухе осесимметричного некомпактного заряда ВВ, инициируемого в произвольной точке на оси симметрии или в центре симметрии (рис. 1). После выхода детонационной волны (ДВ) на поверхность заряда в воздухе образуется ударная волна (УВ), между фронтом которой и поверхностью газового пузыря (ГП) продуктов детонации (ПД) находится сжатый воздух.

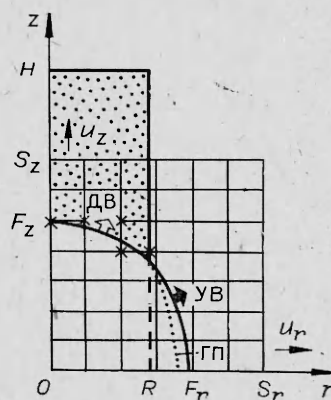


Рис. 1.

Осесимметричное поле течения ПД и воздуха в цилиндрической системе координат r, z описывается системой уравнений в эйлеровых переменных

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + v \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\rho u}{r} &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial e}{\partial t} + u \frac{\partial e}{\partial r} + v \frac{\partial e}{\partial z} + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{pu}{\rho r} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где p, ρ, e — давление, плотность и внутренняя энергия газа; u, v — радиальная и осевая составляющие массовой скорости. Как показано в работах [11, 12], модель ПД может быть описана двучленным уравнением состояния в форме Ми — Грюнайзена

$$p = A\rho^n + (k-1)\rho e.$$

Уравнение состояния воздуха в окрестности ударной адиабаты описывается соотношением [8]

$$p = (k_3 - 1)\rho e.$$

Здесь

$$n = 1 + \frac{(k - \tilde{k}) p_{C-J}}{p_{C-J} - (\tilde{k} - 1) \rho_{C-J} e_{C-J}}; \quad A = \frac{k - \tilde{k}}{n - 1} \frac{p_{C-J}}{\rho_{C-J}^n};$$

$$k_3 = \begin{cases} k_0 + 0,042 (e/e_k)^2 & \text{при } e \leq e_k, \\ a_k + (1,36 - a_k) \exp[0,223(1 - e/e_k)] & \text{при } e > e_k; \end{cases}$$

$k = 2,8 \div 3,2$ — показатель адиабаты ПД за фронтом волны при начальной плотности ВВ ($\rho_{ВВ}$); $\tilde{k} = 1,2 \div 1,33$ — показатель адиабаты ПД при расширении в вакуум; k_3 — эффективный показатель адиабаты, учитывающий влияние процессов ионизации и диссоциации при высоких давлениях:

$$a_k = 1 + 0,163/[1 - 0,0573 \ln(\rho/\rho_k)]; \quad \rho_k = 1,2921 \text{ кг/м}^3;$$

$e_k = 1,116 \cdot 10^3$ Дж/кг; $k_0 = 1,402$; ρ_{C-J} и p_{C-J} — плотность и давление в плоскости Чепмена — Жуге.

Использование дополнительного условия сохранения показателя адиабаты k в частице газа

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial r} + v \frac{\partial k}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

при $k = 3$ для воздуха позволяет выделить границу ПД с некоторой переходной зоной от $k = 3$ до $k = 1,4$ (замена контактной границы контактным переходом). При этом в области $k = 3$ справедливо уравнение для ПД, а в области $k = 1,4$ — уравнение для воздуха. В переходной зоне среда по своим свойствам постепенно претерпевает гладкий переход от ПД к воздуху. Это дает возможность записать обобщенное уравнение состояния всей рассматриваемой среды в форме

$$p = \alpha[A\rho^n + (k-1)\rho e] + (1-\alpha)[(k_3-1)\rho e], \quad (3)$$

где α — функция от k , меняющаяся от $\alpha = 1$ в области ПД до $\alpha = 0$ в области воздуха, в частности при $3 \geq k \geq 1,4$ можно в первом приближении записать линейную зависимость $\alpha = (k - 1,4)/2,6$.

Начальными условиями для решения системы уравнений (1) — (3) является распределение параметров p, ρ, e, u, v в малой окрестности точки иницирования в некоторый начальный момент времени $t = t_0$. Так как энергия и масса газа в области начального распределения малы

и не превышают 0,01% от полной энергии и массы заряда, то при $t - t_0$ можно принять параметры состояния, равные параметрам Чепмена — Жуге.

Граничными условиями являются следующие соотношения: $u = 0$ при $r = 0$ и $v = 0$ при $z = 0$; непрерывность давления и нормальной составляющей скорости на поверхности ГП; параметры Чепмена — Жуге на фронте ДВ; соотношения совместности на фронте УВ в воздухе.

Заряд	H/R	z_0/R	R/R_0
1	1/1	0	0,87
2	1/4	0	1,39
3	4/1	0	0,55
4	4/1	3/1	0,55

Конечно-разностная аппроксимация уравнений (1) и (3) проводится с помощью однородной явной двухшаговой схемы [13]. Метод численного решения сквозной и не предполагает выделение фронтов, формирующихся УВ и контактных разрывов. Поэтому граничные условия на поверхности ГП выполняются автоматически, а условия на фронте лидирующей воздушной УВ заменяются граничными условиями для невозмущенного воздуха, параметры которого заносятся в крайние узлы расчетной сетки (лучи S_r и S_z на рис. 1). При реализации сквозного счета через фронт ДВ проводится последующая корректировка параметров в узлах расчетной сетки, ближайших к фронту ДВ, с использованием значений функций в точке Чепмена — Жуге (на рис. 1 эти узлы отмечены крестиками). Особенность расчетной сетки — наличие буферной зоны, внутренние лучи которой (F_r и F_z) связаны с лидирующими точками детонационной или ударной волн и перемещаются с соответствующими скоростями D_r и D_z , определяющими скорости расширения расчетной сетки u_r и u_z . Буферная зона вводится в начальный момент времени и служит для формирования воздушной УВ еще до выхода ДВ на границу раздела заряда с воздухом.

Расчеты проведены для воздуха при температуре 15°C и зарядов тэна плотностью 1600 кг/м^3 с удельной теплотой взрыва $Q = 5850 \text{ кДж/кг}$, расположенных на жесткой поверхности, имеющих цилиндрическую форму с различным отношением высоты H к радиусу R и инициируемых в центре или на оси симметрии. Соответствующие параметры представлены в таблице. Здесь z_0 — осевая координата точки инициирования, а R/R_0 — относительные радиусы зарядов, энергетически (а также по массе и объему) эквивалентных полусферическому заряду тэна равной плотности, где R_0 — радиус полусферического заряда.

Показатель адиабаты ПД принимался равным 3, а воздуха — 1,4. Расчеты проводились на сетке 57×57 . Буферная зона включала семь расчетных лучей по обеим координатам. Интегральный закон сохранения энергии соблюдался с точностью до $4 \div 6\%$, а массы до $3 \div 4\%$.

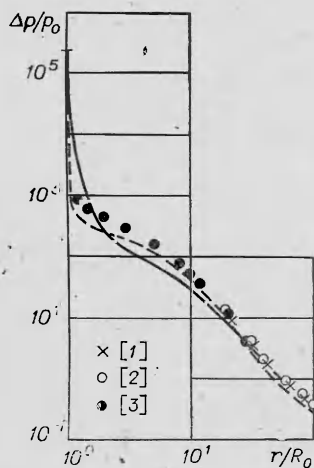


Рис. 2.

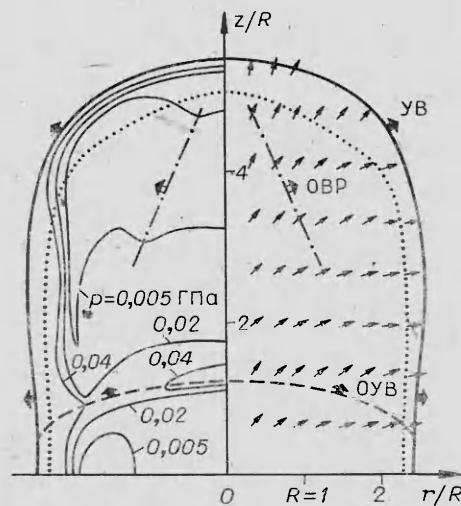


Рис. 3.

Результаты решения приводятся в безразмерном виде относительно масштабов $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Па, $\rho_0 = 1,2249$ кг/м³, $u_m = (p_0/\rho_0)^{1/2} \approx 287$ м/с, $t_m = R/u_m$, $I_m = p_0 t_m$.

Оценка точности численной аппроксимации по величине максимального избыточного давления на фронте Δp и импульсу избыточного давления $I = \int \Delta p dt$ проведена на примере решения задачи о взрыве полусферического заряда тэна, расположенного на жесткой поверхности и инициируемого в центре симметрии. На рис. 2 показано распределение избыточного давления в зависимости от расстояния от центра взрыва, вычисленное по двумерной методике (сплошная линия) и по одномерной методике [8] (штриховая). Здесь же нанесены экспериментальные данные из работ [1, 3, 4] (точки 1, 2, 3). Отклонение результатов во всем диапазоне расстояния, за исключением области формирования УВ $1 < r/R_0 < 2$, не превышает 20–25% относительно одномерного решения и 35–45% относительно экспериментальных данных. Аналогичные выводы следуют из анализа функции $I(r)$. Отметим, что применение уравнения состояния для ПД и воздуха в форме совершенного газа

$$p = (k - 1) \rho e \quad (4)$$

не приводит к увеличению погрешности численной аппроксимации, т. е. здесь точность решения нивелирует различие результатов, связанных с применением уравнений состояния (3) и (4), так как это различие лежит в пределах погрешности численной схемы (20–25%).

На рис. 3 даны изобары и поле течения в момент времени $t/t_m = 0,282$ для цилиндрического заряда тэна ($H/R = 4/1$), инициируемого на оси симметрии в точке $z_0/R = 3/1$ (заряд 4). Начальная стадия детонации представляет собой автомодельный процесс с центральной симметрией, когда изобары за фронтом ДВ имеют сферическую форму, подобную фронту. При выходе ДВ на верхний торец и боковую цилиндрическую поверхность в результате распада разрыва образуется интенсивная воздушная УВ. В ПД распространяется волна разрежения, отражающаяся затем от оси симметрии в виде отраженной волны разрежения (ОВР), фрагмент поверхности которой выделен штрихпунктирной линией. Начальный профиль давления воздушной УВ «размазан» на семь расчетных узлов со средним давлением порядка $10^3 p_0$, что отличается от теоретического значения ($\sim 760 p_0$) на 31%. По мере удаления УВ от границы заряда точность решения повышается и становится не менее 20–25%.

Взаимодействие ДВ с жесткой поверхностью ($z = 0$) порождает отраженную УВ (ОУВ), давление которой в точке нормального отражения ($r = z = 0$) составляет 46,7 ГПа, т. е. отличается от теоретической оценки (62,5 ГПа) на 25%, что лежит в пределах точности аппроксимации.

Анализ результатов решения модельных задач взрыва ВВ в воздухе приводит к принципиальной возможности оценки параметров поля взрыва зарядов ВВ различной формы в области $0 \leq r/R_0 < 150$ с помощью рассмотренного алгоритма. Для удобства представления результатов введен коэффициент $K_p = \Delta p_i / \Delta p_c$, где Δp_i и Δp_c — максимальные избыточные давления в различных точках жесткой поверхности при взрыве рассматриваемого (i -го) и эквивалентного полусферического заряда.

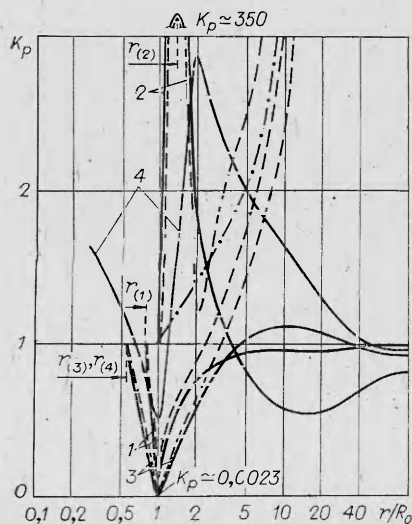


Рис. 4.

На рис. 4 приведено распределение коэффициента K_p в зависимости от расстояния от эпицентра взрыва для энергетически равных зарядов тэна. Номограммы позволяют при наличии результатов (табличных или графических) для полусферического заряда ВВ оценить соответствующие значения максимального избыточного давления на данном расстоянии от эпицентра взрыва для различных цилиндрических зарядов. Кроме того, приведенные зависимости выявляют области влияния формы зарядов и места их инициирования на избыточное давление на фронте воздушной ударной волны.

Штрихпунктирной линией обозначено изменение K_p для бесконечно длинного цилиндрического заряда с осевым инициированием, радиус которого равен радиусу полусферического заряда. Пунктирными линиями нанесены значения K_p для инициируемых по оси симметрии бесконечно длинных цилиндрических зарядов, радиусы которых равны радиусам соответствующих зарядов 1, 2 и 3 (см. таблицу). Одномерные решения [8] при этом позволяют оценить зону влияния двумерных эффектов.

Избыточное давление на фронте воздушной УВ, образующейся при взрыве заряда 1, меньше, чем при детонации эквивалентного полусферического заряда во всем диапазоне расстояний и начинает существенно отличаться от соответствующего одномерного цилиндрического течения при $r/R_0 \geq 2$, а $K_p \rightarrow 1$ при $r/R_0 > 5$, причем при $r/R_0 > 40$ $K_p \approx 1$.

Высокий цилиндрический заряд 3 дает небольшое увеличение избыточного давления по сравнению с полусферическим в диапазоне $5 \leq r/R_0 < 40$ за счет более длительного сохранения цилиндрической симметрии течения, что вызвано более поздним приходом волны разрежения от верхнего торца заряда. Смещение точки инициирования в высоком цилиндрическом заряде 4 приводит к существенному увеличению давления, в малой области интенсивного отражения ДВ от жесткой поверхности. Влияние отраженной волны на фронтальное давление лидирующей воздушной УВ наблюдается в диапазоне $1,2 \leq r/R_0 \leq 50$, причем максимальное значение $K_p \approx 2,88$ фиксируется при $r/R_0 \approx 2$.

Низкий цилиндрический заряд ВВ в области собственной границы имеет величину $K_p \approx 350$, которая затем резко уменьшается в результате интенсивной торцевой разгрузки, поэтому при $r/R_0 \approx 16$ избыточное давление от полусферического заряда примерно вдвое выше аналогичной величины для заряда 2. В дальнейшем ($r/R_0 > 100$) форма заряда оказывает меньшее влияние на поле течения и K_p начинает асимптотически стремиться к единице.

Таким образом, фронтальные параметры ударных волн, образующихся при взрыве зарядов ВВ различной формы на жесткой поверхности, могут превышать соответствующие значения в случае взрыва компактного полусферического заряда как в ближней, так и в дальней зоне поля взрыва. Одномерное приближение реализуется лишь в ближней области взрыва ($r/R_0 \approx 1 \div 5$).

Автор благодарит В. Н. Охитина и В. С. Соловьева за помощь в работе и ценные советы.

Поступила в редакцию 25/XI 1983,
после доработки — 9/IV 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Садовский. — В кн.: Физика взрыва. М.: Изд-во АН СССР, 1952.
2. М. А. Цикулин. ПМТФ, 1960, 3, 188.
3. В. В. Адушкин, А. П. Коротков. ПМТФ, 1961, 5, 119.
4. Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1961, 6, 175.
5. В. В. Адушкин. ПМТФ, 1963, 5, 107.
6. А. С. Фонарев, С. В. Чернявский. Изв. АН СССР, МЖТ, 1968, 5, 169.
7. А. А. Васильев, С. А. Ждан. ФГВ, 1981, 17, 6, 105.
8. В. В. Кореньков, В. Н. Охитин. ПМТФ, 1983, 3, 127.
9. Л. В. Шуршалов. Докл. АН СССР, 1971, 199, 6, 1262.
10. Л. В. Шуршалов. ЖВММФ, 1973, 13, 4, 971.

11. А. В. Каширский, Л. П. Орленко, В. Н. Охитин. ПМТФ, 1973, 2.
 12. В. Н. Охитин. Тр. МВТУ, № 358. М., 1981.
 13. А. В. Каширский, Ю. В. Коровин, Л. А. Чудов.— В кн.: Вычислительные методы и программирование. Вып. 19. М.: Изд-во МГУ, 1971.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ И УДАРНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДЕТОНИРУЮЩЕГО ГАЗА С НЕЙТРАЛЬНЫМ

В. М. Гендугов, А. С. Зиновьев
 (Москва)

В работе исследуются регулярные волновые конфигурации, образующиеся при выходе из детонирующего газа в нейтральный косоугольного скачка уплотнения, когда детонация возникает в отраженной или падающей волне. Выход ударной волны из одной нейтральной среды в другую рассмотрен в работах [1—5], а волновые конфигурации вблизи границы раздела детонирующих сред — в [6—9]. Известно, что в подобных задачах обнаружена неоднозначность решения, обусловленная, с одной стороны, возможностью существования волновых конфигураций с отраженной ударной волной и с отраженной волной разрежения. С другой стороны, в рамках каждой волновой конфигурации возможна также двузначность решения, соответствующая сильной и слабой отраженной волне. До сих пор нет строгого математического критерия отбора решения, отвечающего действительности. В [4, 6] утверждается, например, что на практике реализуются течения с минимальной интенсивностью преломленной волны, в то время как в [10] приводится эксперимент, отвечающий преломлению более сильной ударной волны. В данной работе изучаются все возможные волновые конфигурации и решения, допускаемые исходной системой уравнений.

1. Пусть плоская ударная волна OS , за которой давление p_1 меньше порога инициирования p_i , падает под углом α из детонирующего газа на границу раздела с нейтральным (рис. 1). В зависимости от свойств сред и параметров волны OS отраженная в детонирующий газ волна может быть как волной разрежения, так и ударной. Во втором случае, если давление за отраженной волной превышает порог инициирования, возникает детонация. При этом волновая конфигурация течения в окрестности точки O включает в себя волну OS , проходящую ударную волну ON , детонационную волну Чепмена — Жуге OR , волну разрежения и контактную поверхность OK .

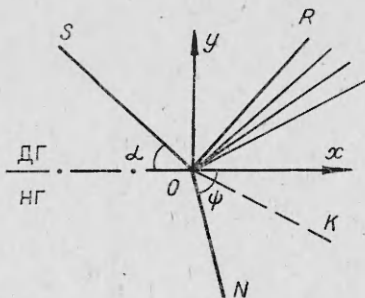


Рис. 1. Волновая конфигурация при выходе ударной волны из детонирующего газа (ДГ) в нейтральный (НГ).

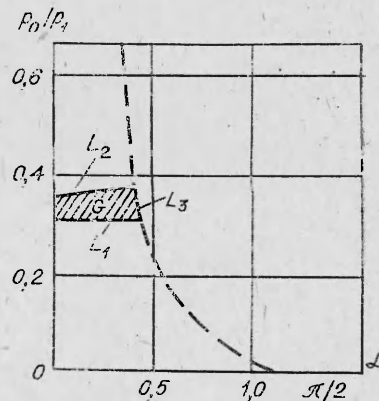


Рис. 2. Область существования волнового комплекса с отраженной детонационной волной Чепмена — Жуге.