

6. Вилюнов В. Н., Дворяшин А. А. О закономерностях горения пороха Н в потоке газа.— ФГВ, 1971, т. 7, № 1.
 7. Капица П. Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости.— ЖЭТФ, 1948, т. 18, вып. 1.
 8. Капица П. Л., Капица С. П. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости.— ЖЭТФ, 1949, т. 19, вып. 2.
 . Семенов П. А. Течение жидкости в тонких слоях.— ЖТФ, 1950, т. 20, вып. 8.

УДК 533.601.1

РАСЧЕТ ВЗРЫВА ГАЗОВОГО СФЕРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В ВОЗДУХЕ

С. А. Ждан
(Новосибирск)

Задача о взрыве сферического заряда в воздухе в том или ином приближении решалась численными методами [1—4]. Первоначальные расчеты проводились в рамках теории точечного взрыва [1, 2]. Дальнейшее уточнение задачи рассматривалось в работе [3], где при расчетах взрыва сферического заряда тротила учитывались размеры заряда и поведение продуктов детонации (ПД). При такой постановке задачи были получены основные характеристики течения за фронтом взрывной волны, более точно отражающие экспериментальные результаты. Исследование влияния величин начального давления воздуха и удельной энергии заряда на параметры течения за фронтом взрывной волны было проведено в работе [4].

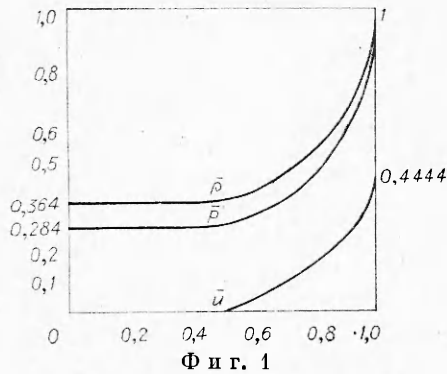
В работах [5, 6] экспериментально было показано, что при взрыве сферического заряда ВВ, состоящего из детонирующей газовой смеси, в воздухе распространяется ударная волна, аналогичная волне, возникающей при взрыве конденсированных взрывчатых веществ (КВВ). На основании результатов работы [5] возникает принципиальная возможность численного решения задачи о взрыве газовой смеси. Так как радиус газовой смеси на порядок больше радиуса заряда КВВ, эквивалентного по количеству выделенной энергии, то при постановке задачи недопустимо пренебрежение его размерами.

В данной работе численно, методом псевдовязкости Неймана—Рихтмайера [7], решена задача о распространении ударных волн в воздухе, возникающих при взрыве сферического заряда взрывчатой газовой смеси. Получена количественная информация о течении воздуха и ПД за фронтом взрывной волны для газовых смесей ацетилена и пропана с воздухом. Горючее в этих смесях было взято в стехиометрическом соотношении с кислородом: 1) $C_2H_2 + 2,5O_2 + 9,4N_2$; 2) $C_3H_8 + 5O_2 + 18,8N_2$. Результаты расчетов сравниваются с экспериментами работы [3].

1. Постановка задачи. В переменных Лагранжа взрыв сферического заряда описывается системой уравнений одномерной газовой динамики, которая в безразмерном виде может быть записана следующим образом:

$$(1.1) \quad \frac{\partial u}{\partial t} = - \left(\frac{r}{\lambda} \right)^2 \frac{\partial p}{\partial \lambda}; \quad \frac{\partial r}{\partial t} = u; \quad \dot{v} = \left(\frac{r}{\lambda} \right)^2 \frac{\partial r}{\partial \lambda}; \quad \frac{\partial e}{\partial t} = - p \frac{\partial v}{\partial t},$$

где $p = P/p_0$ — давление; $u = U/\sqrt{p_0/\rho_0}$ — скорость; $v = V\rho_0$ — удельный объем; $e = E\rho_0/p_0$ — внутренняя энергия; $t = T\sqrt{p_0/\rho_0}/w$ — время; $r = R/w$ — эйлерова координата; $\lambda = \Lambda/w$ — лагранжева координата — все в безразмерных единицах; $w = (W/p_0)^{1/3}$; W — полная энергия заряда; p_0, ρ_0 — начальное давление и плотность воздуха, равные при нормальных условиях следующим значениям: $p_0 = 1,01375 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, $\rho_0 = 1,293 \text{ кг/м}^3$.



Считаем воздух и ПД идеальными газами с уравнениями состояния $p = (\gamma - 1)e/v$ — для воздуха, $p = (k - 1)e/v$ — для ПД, где $\gamma = 1,4$, $k = 1,25$. Граничные условия в центре взрыва: $\lambda = 0$, $u = 0$; перед фронтом ударной волны: $u = 0$, $p = 1$, $v = 1$.

Для решения задачи необходимо знать значения искомых функций p , u , v , e в момент выхода детонационной волны на границу заряда.

Начальное распределение параметров в ПД в момент выхода детонационной волны (ДВ) на границу газового заряда находится численным решением автомодельной задачи для сферической ДВ [8], которая описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{d \ln z}{dx} = \frac{(1-x) \frac{d \ln y}{dx} - (k-1)}{(3k-1)x - 2} = \frac{(1-x)^2 - y}{x[3y - (1-x)^2]},$$

где $z = R/T$; $x = U/z$; $y = c^2/z^2$; R — пространственная переменная; T — время; U — массовая скорость; c — скорость звука в ПД.

Условия на фронте ДВ имеют вид

$$p_n = \rho_1 D^2 / (k+1), \quad u_n = D / (k+1), \quad \rho_n = \frac{k+1}{k} \rho_1,$$

где D — скорость детонации, ρ_1 — плотность смеси. Распределения давления $\bar{p} = P/p_n$, плотности $\bar{\rho} = \rho/\rho_n$ и массовой скорости $\bar{u} = U/D$, вычисленные при $k = 1,25$, приведены на фиг. 1.

В момент выхода ДВ на границу газового заряда происходит распад произвольного разрыва. В воздух идет ударная волна, а по ПД — волна разрежения. Для определения начальных параметров ударной волны p_y и u_y использовались соотношения [8]

$$\frac{u_y}{D} = \frac{3k-1}{k^2-1} - \frac{2k}{k^2-1} \left(\frac{p_y}{p_n} \right)^{\frac{k-1}{2k}} = \frac{1}{D} \sqrt{\frac{2(p_y - p_0)^2}{\rho_0 [(\gamma+1)p_y + (\gamma-1)p_0]}}.$$

Полученные распределения параметров $p(r, 0)$, $u(r, 0)$, $v(r, 0)$, $e(r, 0)$ были взяты в качестве начальных при решении конечно-разностной задачи.

2. Метод расчета. Для расчетов использовался метод псевдовязкости Неймана — Рихтмайера [7], позволяющий вести счет без выделения особенностей. Конечно-разностные уравнения, аппроксимирующие систему (1.1), записываются в виде

$$\begin{aligned} \frac{v_i^{n+1} - u_i^n}{\tau} &= - \left(\frac{r_i^n}{\lambda_i} \right)^2 \frac{p_{i+1/2}^n + q_{i+1/2}^n - p_{i-1/2}^n - q_{i-1/2}^n}{\lambda_i - \lambda_{i-1}}, \\ \frac{r_i^{n+1} - r_i^n}{\tau} &= u_i^{n+1}; \quad v_{i+1/2}^{n+1} = \frac{(r_{i+1}^{n+1})^3 - (r_i^{n+1})^3}{\lambda_{i+1}^3 - \lambda_i^3}; \\ q_{i+1/2}^{n+1} &= \begin{cases} 4,5 \left(\frac{\lambda_{i+1} - \lambda_i}{\tau} \right)^2 \frac{(v_{i+1/2}^{n+1} - v_{i+1/2}^n)^2}{v_{i+1/2}^{n+1} + v_{i+1/2}^n} \left(\frac{\lambda_{i+1}}{r_{i+1}^{n+1}} \right)^4, & \text{если } v_{i+1/2}^{n+1} - v_{i+1/2}^n < 0, \\ 0 & \text{если } v_{i+1/2}^{n+1} - v_{i+1/2}^n \geq 0; \end{cases} \end{aligned}$$

$$e_{i+1/2}^{n+1} = e_{i+1/2}^n - \left(\frac{p_{i+1/2}^{n+1} + p_{i+1/2}^n}{2} + q_{i+1/2}^{n+1} \right) (v_{i+1/2}^{n+1} - v_{i+1/2}^n);$$

$$p_{i+1/2}^{n+1} = (L - 1) e_{i+1/2}^{n+1} / v_{i+1/2}^{n+1}, \quad \text{где } L = \begin{cases} k, & \text{если } i \leq i_0 - 1, \\ \gamma, & \text{если } i > i_0 - 1. \end{cases}$$

Здесь q — псевдовязкое давление, индекс i_0 соответствует поверхности раздела ПД и воздуха. Разностная схема является явной, поэтому величина шага по времени выбиралась так, чтобы выполнялось условие Куранта:

$$\tau < \min_i \left(M \frac{r_{i+1}^n - r_i^n}{\sqrt{\gamma p_{i+1/2}^n v_{i+1/2}^n}} \right).$$

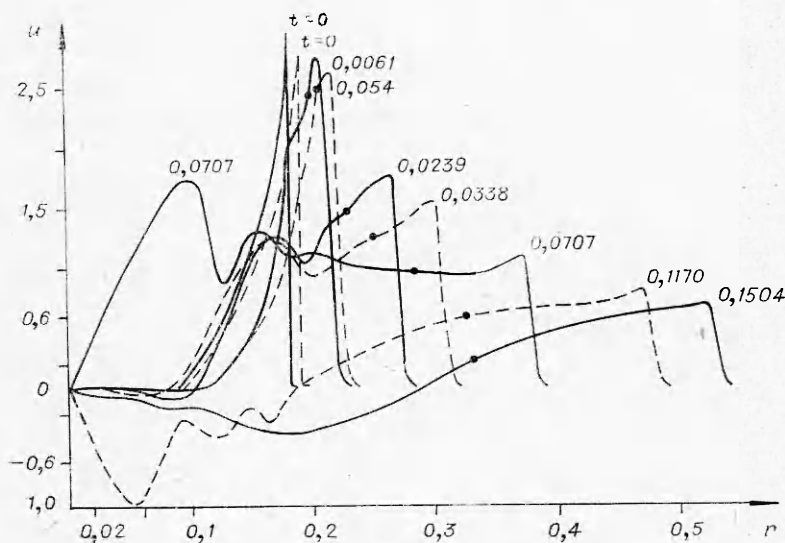
В расчетах M полагалось равным 0,4.

Состав смеси	ρ_1 , кг/м ³	Q , Дж/кг	k	D , м/с	η	μ
$C_2H_2 + 2,5O_2 + 9,4N_2$	1,21	4180·815	1,25	1870	0,1804	0,28445
$C_3H_8 + 5O_2 + 18,8N_2$	1,25	4180·668	1,25	1730	0,1970	0,3039

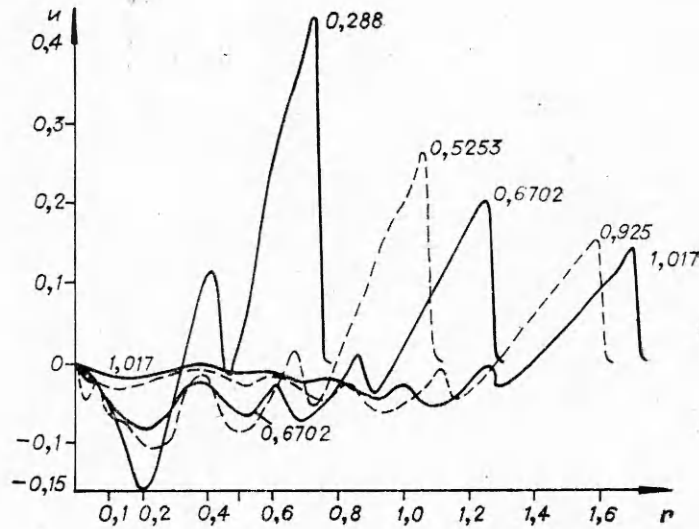
3. Результаты расчетов. Исходные характеристики взрывчатых газовых смесей, используемые в расчетах [3], приведены в таблице, где Q — удельная энергия заряда на единицу массы; η и μ — безразмерные параметры подобия, которые имеют вид

$$\eta = \left(\frac{3p_0}{4\rho_1 Q} \right)^{1/3}, \quad \mu = \left(\frac{p_0}{\rho_0 Q} \right)^{1/3}.$$

Для газовых смесей в силу того, что $\rho_1 \sim 10^{-3} \rho_{КВВ}$, параметр η на порядок больше, чем для КВВ.

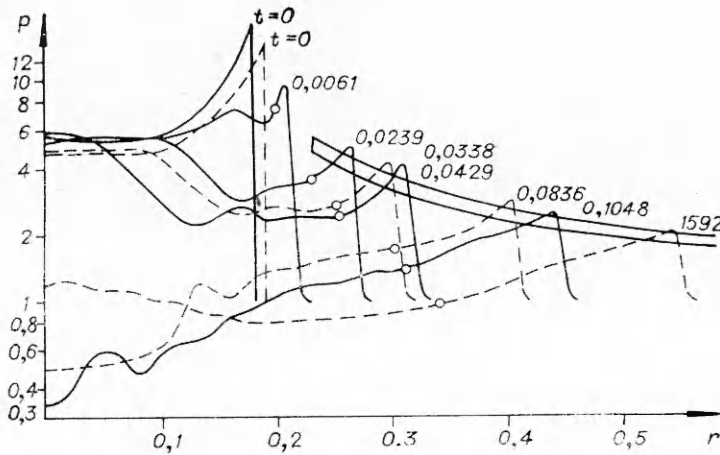


Ф и г. 2

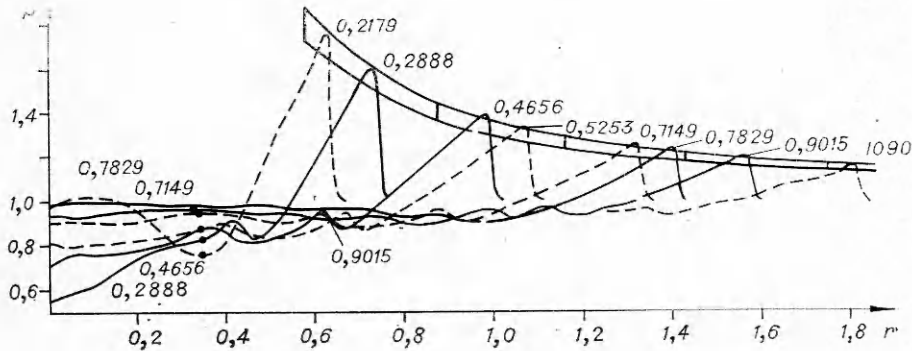


Ф и г. 3

На фиг. 2, 3 показаны распределения скорости как функции от радиуса в фиксированные моменты времени для топливно-воздушных смесей: ацетилена с воздухом (сплошные линии) и пропана с воздухом (штриховые линии). Отсчет времени ведется от момента выхода детонационной волны на границу сферического газового заряда. Профили скорости в детонационной волне ($t=0$) и для ранних моментов времени распространения ударной волны в газе показаны на фиг. 2. В центр заряда по ПД идет волна сжатия, которая постепенно превращается во 2-ю ударную волну. Приблизительно в момент времени $t=0,13$ 2-я ударная волна отражается от центра. Через некоторое время она проходит через контактную границу и устремляется за основной ударной волной (см. фиг. 3). От взаимодействия контактной границы и 2-й ударной волны образуется 3-я ударная волна, которая движется к центру взрыва, отражается от него и т. д. Давление как функция от радиуса в фиксированные моменты времени изображено на фиг. 4, 5. Для сравнения расчетов с экспериментальными результатами на фиг. 4, 5 нанесена полоса максимальных давлений.



Ф и г. 4



Ф и г. 5

лений во фронте основной ударной волны, взятая из работы [5]. Ширина полосы соответствует 10%-ной точности экспериментальных результатов. На графиках видно, что при расчетах значения максимальных давлений несколько больше, чем в эксперименте. Полученное расхождение результатов, по-видимому, связано с математической идеализацией реального физического явления.

Кружками на графиках обозначены положения границы раздела между ПД и воздухом. В начальные моменты времени после взрыва ПД расширяются и в момент времени $t=0,3$ занимают максимальный объем, радиус которого $1,94R_0$, где R_0 — начальный радиус для смеси. Далее происходят колебания контактной границы и конечный радиус объема, занимаемого ПД, равен $1,8R_0$. Расчеты проводились до расстояния $10R_0$ от центра взрыва. Достоверность расчетов проверялась не только с помощью экспериментальных результатов работы [5], но также и измельчением конечно-разностной сетки. Для этого шаг по пространственной переменной конечно-разностной задачи был уменьшен в два раза. Результаты, полученные на измельченной сетке, достаточно хорошо совпали с исходными результатами на первоначальной сетке.

Итак, путем численного решения определено распределение тех искоемых величин, которые не удастся получить экспериментально; получен эффект пульсаций ПД газового заряда, аналогичный для ПД КВВ [3], не обнаруженный в экспериментах работы [5]; апробирована схема расчета, позволяющая решать задачу для целого класса детонирующих газовых смесей.

Автор выражает благодарность В. В. Митрофанову за постоянное внимание к работе и обсуждение полученных результатов.

Поступила 24 VI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Brode H. L. Numerical solutions of spherical blast waves.—*J. Appl. Phys.*, 1955, vol. 26, N 6.
2. Охоцимский Д. Е. и др. Расчет точечного взрыва с учетом противодавления.—*Труды МИ АН СССР*, 1957, т. 50.
3. Brode H. L. Blast wave from a spherical charge.—*Phys. Fluids*, 1959, vol. 2, N 2.
4. Фонарев А. С., Чернявский С. Ю. Расчет ударных волн при взрыве сферических зарядов взрывчатых веществ в воздухе.—*Труды II международного коллоквиума по газодинамике взрыва и реагирующих систем. М., Вычислительный центр АН СССР, 1971, т. 3.*

5. Когарко С. М., Адушкин В. В., Лямин А. Г. Исследование сферической детонации газовых смесей. — НТХГВ, 1965, № 2.
6. Balcerzak M. J., Johnson M. R. Use of detonable gas explosions for blast and shock studies. The shock and vibration bulletin. Bulletin 37, pt. 4, Jan. 1968.
7. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М., «Мир», 1972.
8. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.

УДК 532.593

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ВОЛН ДАВЛЕНИЯ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

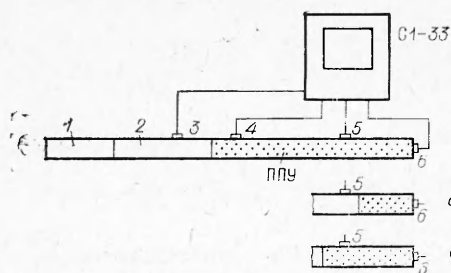
Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Когарко,
О. Е. Попов
(Москва)

В связи с широким использованием пористых материалов в технике возникает необходимость в исследовании динамических процессов, протекающих в них. Основное отличие пористого вещества от сплошного конденсированного состоит в том, что конденсированная фаза занимает лишь часть объема пористой среды, что приводит к пониженной объемной плотности и большой степени сжимаемости. Особый интерес представляют пористые полимерные среды с малой плотностью порядка 20 кг/м^3 , в которых до 98% объема занимает газовая фаза. Такая плотность реализуется, если среда имеет ячеистую структуру пены, например, в полиуретановых пенопластах.

К настоящему времени известны лишь упругие свойства полиуретановых пенопластов при действии периодических [1] и ударных [2, 3] нагрузок. Вопросы образования волн давления в такой среде при преломлении в ней ударной волны из газа, структура распространяющейся по пенопласту волны, а также особенности ее отражения от границы раздела остаются невыясненными.

В описанных ниже экспериментах исследована структура волн давления с интенсивностями до 20 бар в эластичных пенополиуретанах (ППУ) с пористостью 0,98, а также определены особенности отражения таких волн от жесткой стенки.

1. Экспериментальная установка. Опыты по изучению структуры волн давления в пористой среде проводились на ударной трубе прямоугольного сечения $45 \times 30 \text{ мм}$, изображенной на фиг. 1. Камеры высокого давления (КВД) и низкого (КНД), обозначенные цифрами 1, 2, имеют длину соответственно 0,4 и 1,5 метра. Установка снабжена пьезоэлектрическими датчиками давления 3—6 с собственными частотами около 30 кГц.



Ф и г. 1

Датчик 3 запускает развертку осциллографа, датчики 4, 5 фиксируют давление в проходящей волне, а датчик 6 — в отраженной волне. Показания датчиков регистрируются на пятилучевом осциллографе С1-33, причем сигналы датчиков 4, 5 подаются на каналы 1 и 2 (отсчет лучей снизу вверх), а 6 — одновременно на каналы 3—5 с различной чувствительностью.

В опытах изучалось движение волн в блоках ППУ длиной от 0,15 до