

7. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ФГВ, 1977, 13, 5.
8. М. В. Воробьев, С. А. Лесняк и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
9. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 3.
10. М. В. Воробьев, С. А. Лесняк и др. Докл. АН СССР, 1976, 230, 2.
11. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1981, 17, 5.
12. А. В. Пинаев, А. И. Сычев. ФГВ, 1982, 18, 6.
13. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. ФГВ, 1975, 11, 6.

О ПАРАМЕТРАХ ДЕТОНАЦИИ ВОДОРОДНО-КИСЛОРОДНЫХ И ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ ПРИ ВЫСОКОЙ НАЧАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ

Н. С. Астапов, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий

(Новосибирск)

При сильном повышении начального давления p_0 и при сильном понижении температуры T_0 взрывчатой газовой смеси величина плотности в детонационной волне может достигать значений, сравнимых с плотностью жидкости. При этом свойства смеси будут существенно отличаться от свойств идеального газа и при расчете параметров детонации в таких условиях необходимо пользоваться уравнением состояния неидеального газа.

Скорость детонации смесей на основе водорода, измеренная в экспериментах [1] при нормальной начальной температуре, оказывается выше рассчитанной по модели идеального газа при $p_0 = 35$ и 70 атм. В [2] обнаружено, что экспериментальное значение скорости детонации смесей на основе этилена заметно отличается от идеального расчета уже при $p_0 \geq 7$ атм. При анализе применимости различных уравнений состояния неидеального газа для расчета параметров детонации авторы [2] исключили из рассмотрения часть компонентов, содержащихся в продуктах детонации, и использовали ряд других приближений, что, по их мнению, и не позволило сделать обоснованного заключения.

Из многочисленных уравнений состояния неидеального газа уравнение Ван-дер-Ваальса наиболее простое, достаточно надежно «работает» в широком диапазоне температур и давлений и, что особенно важно, позволяет получить простое аналитическое выражение для химического потенциала и вывести явные уравнения химического равновесия неидеальной многокомпонентной газовой системы.

В настоящей работе метод расчета параметров детонации газовых смесей, изложенный в [3], обобщен на случай неидеального газа, описываемого уравнением состояния Ван-дер-Ваальса, и приведены результаты расчетов для смесей на основе водорода.

В дальнейшем используются следующие обозначения: p , ρ , T — давление, плотность и температура газовой смеси соответственно; R — универсальная газовая постоянная; μ — молекулярная масса; $\bar{Y}_i$ — относительные концентрации компонентов смеси; K_{pi} — константы химического равновесия; v_i — стехиометрические коэффициенты; I — энтальпия смеси; M_0 , D_0 — число Маха и скорость детонации Чепмена — Жуге соответственно; u_0 , u — скорость газового потока до и после фронта детонационной волны соответственно; c — скорость звука; c_f — «замороженная» скорость звука в продуктах детонации; γ_f — «замороженный» показатель адиабаты; E_{*2} , E_{*3} — критическая энергия прямого инициирования в случае осевой и центральной симметрии соответственно; r_{*2} , r_{*3} — критические радиусы инициирования; a , b — константы Ван-дер-Ваальса.

Индексы обозначают: 0 — начальное состояние, 1 — состояние на ударной волне; 2 — состояние в плоскости Чепмена — Жуге; 3 — состояние, соответствующее адиабатическому взрыву при постоянном объеме; 4 — состояние в отраженной волне; и, н — модель идеального и неидеального газа соответственно.

Метод расчета

Согласно [4, 5], уравнение Ван-дер-Ваальса для многокомпонентной смеси имеет вид

$$p = \rho RT / (\mu - \rho b) - a \rho^2 / \mu^2,$$

где

$$b = \sum_{ij}^n Y_i Y_j b_{ij}, \quad b_{ij} = \left(\frac{\sqrt[3]{b_i} + \sqrt[3]{b_j}}{2} \right)^3,$$

$$a = \sum_{ij}^n Y_i Y_j a_{ij}, \quad a_{ij} = (a_i a_j)^{1/2}.$$

На основе [4] можно показать, что химический потенциал однокомпонентного ван-дер-ваальсова газа выражается как

$$\mu_x = RT \ln (p + a \rho^2 / \mu^2) + RT b \rho / (\mu - b \rho) - 2a \rho / \mu + x(T).$$

Для упрощения описания химической реакции в неидеальном газе вводят понятие летучести p_* [4]

$$p_* = \left(p + \frac{a \rho^2}{\mu^2} \right) \exp \left(\frac{b \rho}{\mu - b \rho} - \frac{2a \rho}{\mu RT} \right).$$

При этом $\mu_x = RT \ln p_* + x(T)$, т. е. химический потенциал имеет тот же вид, что и для идеального газа с учетом того, что роль p теперь играет p_* .

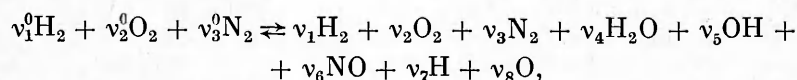
В многокомпонентной системе для летучести одного компонента можно получить следующее выражение:

$$p_{*i} = Y_i \left(p + \frac{a \rho^2}{\mu^2} \right) \exp \left[\frac{(B_i - b) \rho}{\mu - b \rho} - \frac{A_i \rho}{\mu RT} \right],$$

где $A_i = \sum_j^n Y_j a_{ij} + Y_i a_{ii}$; $B_i = \sum_j^n Y_j b_{ij} + Y_i b_{ii}$. Тогда уравнение химического равновесия принимает вид

$$\prod_i Y_i^{v_i} = K_{pi} \left(p + \frac{a \rho^2}{\mu^2} \right)^{-\sum_i v_i} \exp \left[- \sum_i v_i \left(\frac{(B_i - b) \rho}{\mu - b \rho} - \frac{A_i \rho}{\mu RT} \right) \right].$$

Для химической реакции



описывающей продукты детонации водородно-кислородных смесей при наличии азота, получим следующую систему уравнений:

$$2Y_1 + 2Y_4 + Y_5 + Y_7 = 2Y_1^0 \mu / \mu_0, \quad (1)$$

$$2Y_2 + Y_4 + Y_6 + Y_8 = 2Y_2^0 \mu / \mu_0, \quad (2)$$

$$2Y_3 + Y_6 = 2Y_3^0 \mu / \mu_0, \quad (3)$$

$$\sum_{i=1}^8 Y_i = 1, \quad (4)$$

$$K_{p1} Y_1 = Y_7^2 \left(p + \frac{a \rho^2}{\mu^2} \right) \exp \left[\frac{\rho}{\mu - b \rho} (2B_7 - B_1 - b) - \frac{\rho}{\mu RT} (2A_7 - A_1) \right], \quad (5)$$

$$K_{p2} Y_2 = Y_8^2 \left(p + \frac{a \rho^2}{\mu^2} \right) \exp \left[\frac{\rho}{\mu - b \rho} (2B_8 - B_2 - b) - \frac{\rho}{\mu RT} (2A_8 - A_2) \right], \quad (6)$$

$$K_{p3}^2 Y_6^2 / K_{p3} Y_3 = Y_8^2 \left(p + \frac{a \rho^2}{\mu^2} \right) \exp \left[\frac{\rho}{\mu - b \rho} (2B_8 + \right.$$

$$+ B_3 - 2B_6 - b) - \frac{\rho}{\mu RT} (2A_8 + A_3 - 2A_6)], \quad (7)$$

$$K_{p4} Y_4 = Y_5 Y_7 \left(p + \frac{a\rho^2}{\mu^2} \right) \exp \left[\frac{\rho}{\mu - b\rho} (B_5 + B_7 - B_4 - b) - \frac{\rho}{\mu RT} (A_5 + A_7 - A_4) \right], \quad (8)$$

$$K_{p5} Y_5 = Y_7 Y_8 \left(p + \frac{a\rho^2}{\mu^2} \right) \exp \left[\frac{\rho}{\mu - b\rho} (B_7 + B_8 - B_5 - b) - \frac{\rho}{\mu RT} (A_7 + A_8 - A_5) \right], \quad (9)$$

$$p = \rho RT / (\mu - b\rho) - \rho^2 a / \mu^2, \quad (10)$$

с помощью которой, при заданных p и T можно рассчитать равновесные параметры выбранной смеси. Для расчета параметров детонационной волны необходимо привлечь уравнения сохранения на скачке

$$\rho_0 u_0 = \rho u, \quad (11)$$

$$p_0 + \rho_0 u_0^2 = p + \rho u^2, \quad (12)$$

$$\frac{I_0}{\mu_0} + \frac{u_0^2}{2} = \frac{I}{\mu} + \frac{u^2}{2}. \quad (13)$$

Следует учесть, что в (13) стоит энтальпия неидеального газа, которая связана с идеальной соотношением

$$I = I_{\text{и}} - a\rho/\mu - RT + \mu p/\rho.$$

Как и при расчете параметров детонации идеального газа, замыкающим уравнением для расчета параметров в плоскости Чепмена — Жуге (ρ_2 , p_2 , T_2) является условие равенства скорости потока за фронтом «замороженной» скорости звука

$$u = c_f. \quad (14)$$

Для ван-дер-ваальсова газа

$$c_f^2 = \gamma_{\text{и}} \frac{p}{\rho} \frac{1 - (2 - \gamma_{\text{и}}) \frac{a\rho^2}{\gamma_{\text{и}} \mu^2 p} + 2ba\rho^3/\gamma_{\text{и}} \mu^3 p}{1 - b\rho/\mu}.$$

Параметры на ударном фронте (ρ_1 , p_1 , T_1) рассчитываются в результате решения системы (11), (12) при условии $u_0 = D_0$. D_0 берется из предыдущего расчета детонации Чепмена — Жуге.

Параметры адиабатического взрыва при постоянном объеме (ρ_3 , p_3 , T_3) находятся из решения системы (1) — (10) при постоянной внутренней энергии, что для неидеального газа записывается как

$$\frac{I_{0\text{и}} - a_0 \rho_0 / \mu_0 - RT_0}{\mu_0} = \frac{I_{\text{и}} - a\rho/\mu - RT}{\mu}.$$

И наконец, параметры, достигающиеся вблизи стенки при отражении от нее детонационной волны (ρ_4 , p_4 , T_4), можно рассчитать, решая систему (1) — (13) с $\rho_0 = \rho_2$, $p_0 = p_2$, $T_0 = T_2$. При этом в качестве замыкающего уравнения ставится условие остановки газа за фронтом отраженной волны

$$u - u_* = D - u_{\text{ж}},$$

где $u_{\text{ж}}$ означает скорость потока за фронтом u , рассчитанную при решении задачи Жуге; D — скорость отраженной волны.

Анализ результатов

Расчеты проведены для смесей $x\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $x\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3,728\text{N}_2$ ($x = 0,5 \div 10$) при $T_0 = 80 \div 1000$ К и $p_0 = 0,1 \div 1000$ атм. Индивидуальные свойства всех компонентов брались из [6], а значения ван-дер-ваальсо-

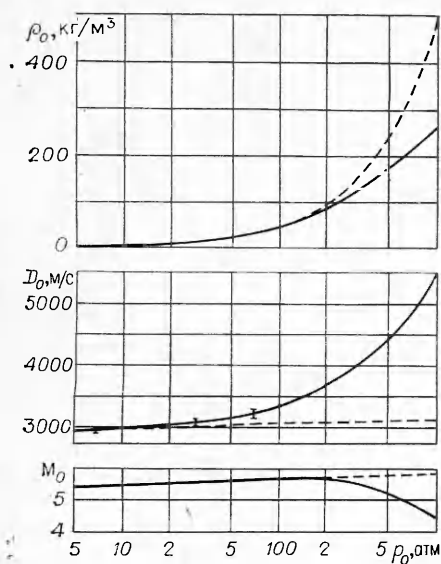


Рис. 1.

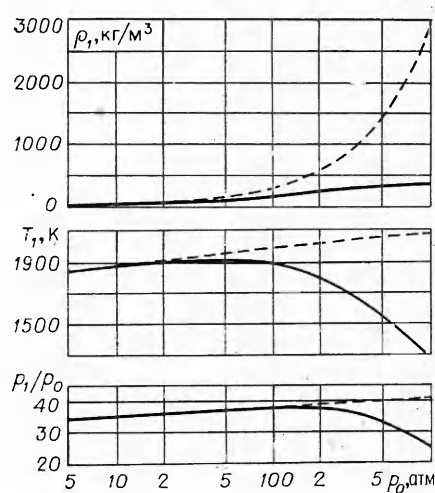


Рис. 2.

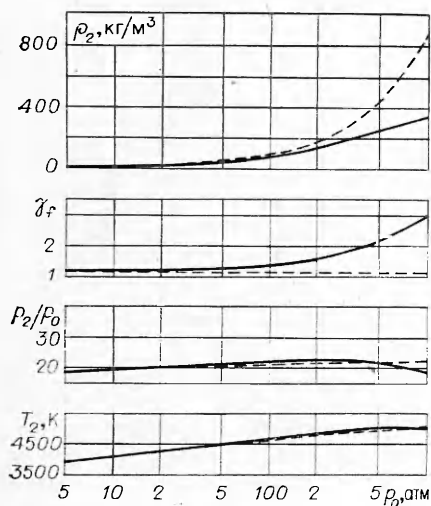


Рис. 3.

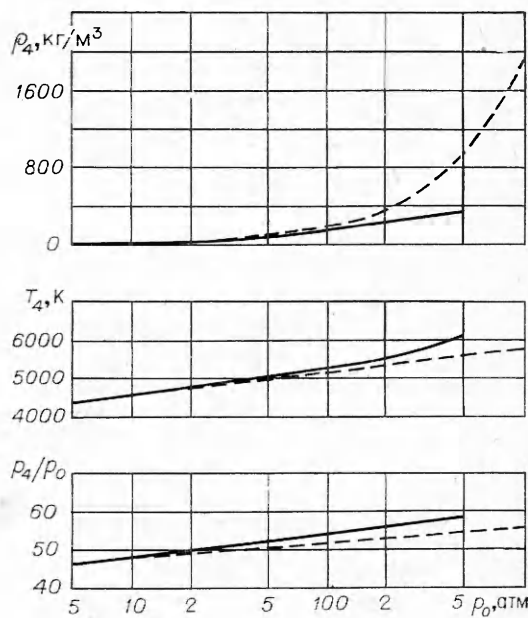


Рис. 4.

вых констант — из [7], константам тех веществ, у которых a и b неизвестны, приписывались значения a и b близких по структуре молекул ($a_{\text{OH}} = 0,11$, $a_{\text{H}} = 0,003$, $a_{\text{O}} = 0,021$ Н · м³/моль² и $b_{\text{OH}} = 27$, $b_{\text{H}} = 24$, $b_{\text{O}} = 17$ см³/моль). Для сравнения во всем указанном диапазоне изменения начальных параметров проведен расчет с уравнением состояния идеального газа ($a = 0$ и $b = 0$), который в дальнейшем будет обозначаться ИР. Расчет с уравнением состояния неидеального газа (уравнение Ван-дер-Ваальса) будет обозначаться НР.

Рис. 1—5 иллюстрируют результаты расчетов при $T_0 = 300$ К на примере смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ (на всех графиках сплошные линии — НР, штриховые — ИР).

Анализ результатов показал, что при нормальной начальной температуре неидеальность газовой смеси начинает заметно сказываться на

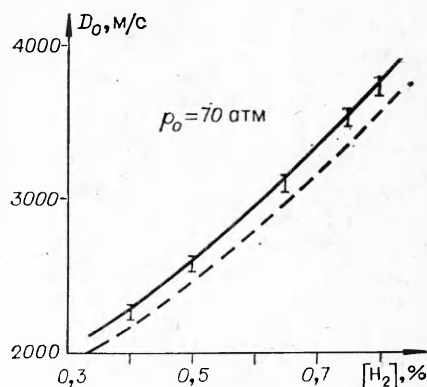
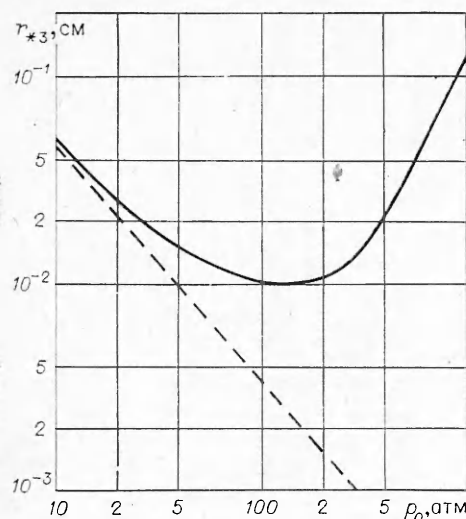


Рис. 5.

Рис. 6.

плотности в начальном состоянии лишь при $p_0 \geq 100$ атм (отличие $\rho_{0н}$ от $\rho_{0и}$ становится более 1%). Однако на скорости детонации неидеальность сказывается значительно раньше: $D_{0н}$ превышает $D_{0и}$ на величину порядка 1% уже при $p_0 \approx 10$ атм, а при $p_0 = 100$ атм для различных смесей это отличие составляет 7–12%. При $p_0 \leq 100$ величина $D_{0н} - D_{0и}$ коррелирует с $c_{0н} - c_{0и}$ и $M_{0н}$ практически совпадает с $M_{0и}$ (см. рис. 1). Сравнение с экспериментом (рис. 1, 6) показывает, что при $p_0 > 10$ атм ИР дает явно заниженные значения D_0 , а НР с уравнением Ван-дер-Ваальса совпадает с экспериментом в рамках погрешности измерения.

Наиболее чувствительными к отклонению от идеальности оказываются параметры на ударном фронте детонационной волны: уже при $p_0 = 1$ атм ($T_0 = 300$ К) $\rho_{0н}$ отличается от $\rho_{0и}$ на $\sim 1\%$, в T_1 такое же отличие наблюдается при $p_0 \sim 20$ атм, а в p_1 — при $p_0 \sim 70$ атм. В отличие от ИР зависимости $M_{0н}$, $T_{1н}$ и $p_{1н}$ от p_0 немонотонны (см. рис. 1, 2).

Значительно слабее реагируют на замену уравнения состояния параметры равновесных состояний продуктов химической реакции. В [6] отмечалось, что при расчетах температуры, давления и состава продуктов сгорания водорода при их давлении по крайней мере до 500 атм неидеальностью можно пренебрегать. В детонации такие давления достигаются уже при $p_0 \sim 25$ атм. Наши расчеты показывают, что отличия $p_{2н}$, $T_{2н}$ и $\mu_{2н}$ от $p_{2и}$, $T_{2и}$ и $\mu_{2и}$ составляют порядка 1% вплоть до $p_0 = 500$ атм (см. рис. 3).

Значение эффективного показателя адиабаты при высоких начальных давлениях, когда ρ_0 приближается к плотности конденсированных ВВ, достигает $\gamma_f = c_f^2 \rho_2 / p_2 \approx 3$, характерного для конденсированных ВВ. При этом степень сжатия продуктов детонации достаточно хорошо соответствует соотношению $\rho_{2н} / \rho_{0н} = (\gamma_{fn} + 1) / \gamma_{fn}$.

Температура, давление и состав продуктов адиабатического взрыва при постоянном объеме еще меньше, чем T_2 , p_2 и μ_2 , реагируют на перемену уравнения состояния, что позволяет вплоть до $p_0 = 500$ атм оценивать T_3 , p_3 и μ_3 на основе ИР с точностью не хуже 1%.

Варьирование T_0 в диапазоне 80–1000 К и p_0 в диапазоне 0,1–1000 атм показало, что эффект неидеальности для каждой смеси определяется в основном величиной $v_0 = RT_0 / p_0$. В частности, отклонение D_0 для всех смесей можно оценить с помощью соотношения $(D_{0н} - D_{0и}) / D_{0и} \approx 0,7 b_0 p_0 / RT_0$.

Расчет критических энергии и радиуса прямого инициирования проводился по модели [8]. Задержки воспламенения описывались формулой

$\tau = A[O_2]^{-n}[H_2]^{n-1} \exp E_0/RT$ с константами из [9]. Установлено, что немонотонная зависимость температуры ударного сжатия смеси (см. рис. 2) обуславливает нетрадиционную зависимость r_* от p_0 . В отличие от ИР зависимость $r_{*H}(p_0)$ немонотонна (см. рис. 5). Так же будет вести себя и размер ячейки детонационного фронта, поскольку он пропорционален критическому радиусу прямого инициирования [10, 11]. Еще более резко этот эффект проявляется в зависимости $E_*(p_0)$. Отметим, что при высоких плотностях эффективная энергия активации (E_a) может измениться вследствие переключения лимитирующей реакции (срыв цепного механизма из-за гибели активных центров в объеме), при сокращении расстояний между молекулами до величины, сравнимой с собственным размером молекулы, может измениться и порядок реакции. Поэтому расчет r_* и E_* можно рассматривать лишь как оценочный.

В табл. 1—3 приведены результаты расчетов для различных смесей при $p_0 = 30, 100$ и 500 атм соответственно и $T_0 = 300$ К.

Таким образом, в результате расчета параметров детонации с использованием уравнения Ван-дер-Ваальса установлено, что для взрывчатых смесей на основе водорода неидеальные свойства начинают заметно сказываться на параметрах детонации ($\sim 1\%$ по скорости детонации) при мольном объеме исходной смеси около $2 \text{ м}^3/\text{кмоль}$ ($T_0 = 300 \text{ К}$, $p_0 \approx 12 \text{ атм}$). Наиболее чувствительными к неидеальности параметрами являются плотность ударно-сжатой смеси и скорость детонации, наименее чувствительными — давление, температура и состав продуктов детонации в состоянии Чепмена — Жуке и адиабатического взрыва при постоянном объеме (отклонение $\leq 1,5\%$ при $p_0 \leq 500 \text{ атм}$, $T_0 = 300 \text{ К}$).

Результаты расчетов с применением уравнения состояния Ван-дер-Ваальса соответствуют известным экспериментальным данным с точностью до погрешности измерения.

Поступила в редакцию
5/1 1983

Таблица 1

Смесь	ρ_0 , кг/м ³	D_0 , м/с	ρ_1 , кг/м ³	p_1 , атм	T_1 , К	ρ_2 , кг/м ³	p_2 , атм	T_2 , К	γ_f	p_f , атм	T_f , К	ρ_f , кг/м ³	p_* , атм	T_* , К	r_{*2} , см	r_{*3} , см	E_{*2} , Дж/см	E_{*3} , Дж
$H_2 + 2O_2$	26,8	2048	130	912	1592	46,6	501	3264	1,28	262	3036	91,9	1202	3729	0,014	0,024	0,03	0,002
$H_2 + O_2$	20,7	2496	102	1047	1789	36,4	580	3966	1,25	302	3729	73,6	1402	4425	0,011	0,018	0,02	0,001
$2H_2 + O_2$	14,6	3079	72,5	1123	1915	25,9	626	4381	1,24	324	4119	52,8	1524	4855	0,013	0,022	0,03	0,002
$5H_2 + O_2$	8,55	3782	40,8	984	1759	14,9	543	3540	1,28	281	3264	29,2	1312	4096	0,056	0,094	0,5	0,1
$10H_2 + O_2$	5,8	3938	25,7	715	1396	9,79	392	2434	1,33	203	2178	18,2	935	2970	0,6	1,013	30	90
$H_2 + 2\text{воздух}$	32,0	1311	126	436	970	52,4	241	1474	1,38	128	1305	92,1	550	1818	2,95	4,96	400	6000
$H_2 + \text{воздух}$	29,4	1674	129	658	1279	49,5	360	2223	1,34	188	2005	91,4	851	2693	0,26	0,45	6	7
$2H_2 + \text{воздух}$	25,4	2098	119	898	1605	43,7	491	3154	1,31	257	2911	84,1	1179	3658	0,06	0,11	0,5	0,2
$5H_2 + \text{воздух}$	18,4	2277	82	760	1436	31,2	416	2596	1,33	215	2333	58,2	997	3156	0,24	0,40	6	6
$10H_2 + \text{воздух}$	13,0	2380	55	583	1196	21,6	320	1961	1,36	167	1739	39,0	750	2429	1,86	3,14	200	2000

Т а б л и ц а 2

Смесь	ρ_0 , кг/м ³	D_0 , м/с	ρ_1 , кг/м ³	p_1 , атм	T_1 , К	ρ_2 , кг/м ³	p_2 , атм	T_2 , К	v_f	ρ_3 , атм	T_3 , К	ρ_4 , кг/м ³	p_4 , атм	T_4 , К	r_{*2} , см	r_{*3} , см	E_{*2} , Дж/см	E_{*3} , Дж
H ₂ +2O ₂	89,9	2213	326	3247	1570	148	1813	3341	1,45	944	3088	258	4432	3929	0,007	0,011	0,02	0,001
H ₂ +O ₂	67,7	2680	252	3612	1760	114	2048	4140	1,39	1065	3872	206	5033	4710	0,005	0,008	0,01	0,0003
2H ₂ +O ₂	46,8	3295	178	3793	1887	79,7	2169	4655	1,36	1120	4350	146	5359	5245	0,006	0,01	0,02	0,001
5H ₂ +O ₂	26,9	4035	101	3266	1738	44,8	1828	3614	1,42	944	3313	79	4478	4310	0,026	0,044	0,4	0,04
10H ₂ +O ₂	18,1	4192	64,5	2356	1381	29,3	1303	2440	1,48	674	2180	49,4	3142	3074	0,277	0,467	30	30
H ₂ +2воздух	109	1448	327	1605	962	168	890	1474	1,65	470	1301	259	2097	1902	1,30	2,19	400	2000
H ₂ +воздух	99,2	1839	320	2385	1260	157	1315	2231	1,59	687	2004	251	3181	2816	0,127	0,215	6	3
2H ₂ +воздух	84,1	2297	288	3201	1585	136	1776	3216	1,52	924	2949	228	4353	3875	0,031	0,052	0,5	0,07
5H ₂ +воздух	59,1	2460	203	2604	1416	95,2	1438	2604	1,52	743	2335	157	3506	3292	0,116	0,196	5	3
10H ₂ +воздух	41,1	2559	138	1965	1185	65,2	1083	1963	1,54	564	1738	106	2587	2523	0,854	1,44	200	700

Т а б л и ц а 3

Смесь	ρ_0 , кг/м ³	D_0 , м/с	ρ_1 , кг/м ³	$\frac{p_1}{\rho_1 \cdot 10^5}$, атм	T_1 , К	ρ_2 , кг/м ³	$\frac{p_2}{\rho_2 \cdot 10^5}$, атм	T_2 , К	v_f	$\frac{p_3}{\rho_3 \cdot 10^5}$, атм	T_3 , К	ρ_4 , кг/м ³	$\frac{p_4}{\rho_4 \cdot 10^5}$, атм	T_4 , К	r_{*2} , см	r_{*3} , см	E_{*2} , Дж/см	E_{*3} , Дж
H ₂ +2O ₂	340	3317	604	1663	1367	459	1007	3437	2,71	517	3142	567	2770	4890	0,015	0,026	0,9	0,07
H ₂ +O ₂	255	3743	473	1676	1474	357	1058	4321	2,38	547	4021	462	2842	5357	0,013	0,022	0,7	0,04
2H ₂ +O ₂	175	4396	338	1662	1562	253	1078	4988	2,15	552	4618	337	2907	6066	0,015	0,025	0,8	0,06
5H ₂ +O ₂	100	5479	200	1528	1552	142	918	3688	2,29	471	3358	184	2475	5227	0,039	0,065	5	0,9
10H ₂ +O ₂	67,3	5789	133	1153	1292	92,8	662	2453	2,44	342	2184	117	1786	3880	0,319	0,536	200	300
H ₂ +2воздух	380	2528	599	927	908	473	522	1482	3,69	266	1289	530	1600	3090	2,518	4,222	10 ⁴	2·10 ⁵
H ₂ +воздух	348	3056	571	1302	1155	445	748	2246	3,36	383	2002	513	2216	4201	0,273	0,458	200	300
2H ₂ +воздух	300	3602	512	1644	1410	395	977	3294	2,98	500	2986	468	2876	5287	0,067	0,113	20	6
5H ₂ +воздух	214	3699	384	1331	1300	285	768	2624	2,82	394	2339	342	2210	4526	0,186	0,312	100	90
10H ₂ +воздух	150	3762	277	1012	1121	200	574	1973	2,75	296	1738	241	1603	3461	1,057	1,776	2000	10 ⁴

ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Gealer, S. W. Cherchill. AICHE J., 1960, 6, 3.
2. P. Baner, S. Krishnan, C. Brochet. Gasdynamics of Detonations and Explosions. American Institute of Aeronautics Astronautics N. Y., 1981.
3. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчийн. ФГВ, 1977, 13, 3.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. М.: Наука, 1964.
5. Д. Гиршфельдер и др. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961.
6. Термодинамические свойства индивидуальных веществ/Под ред. Н. П. Глушко. М.: Изд-во АН СССР, 1967.
7. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
8. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 10, 3.
9. Р. И. Солоухин. Методы измерений и основные результаты исследований на ударных трубах. Новосибирск: Наука, 1969.
10. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1979, 15, 6.
11. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1981, 17, 2.

К ВОПРОСУ О ЗАТУХАНИИ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В РЕЛАКСИРУЮЩИХ СРЕДАХ

*В. А. Вахненко, В. М. Кудинов, Б. И. Паламарчук
(Киев)*

Расширение области применения импульсных способов обработки материалов требует разработки мер по локализации действия мощных энергонисточников, возбуждающих ударные волны в окружающей среде. Наряду со специальными камерами в последнее время для демпфирования ударных волн используются многофазные среды (пузырьковые экраны в жидкости [1, 2], газожидкостные пены [3, 4], пенопласты [5, 6] и т. п.).

Проведенными исследованиями [3, 4] установлено, что наиболее эффективно поглощают энергию взрыва водные пены. Так, на достаточно больших расстояниях от зарядов ВВ ($R > 0,8$ м/кг^{1/3}, где $R = r_{\phi}/Q^{1/3}$; r_{ϕ} — расстояние от центра энергонисточника, м; Q — масса заряда при энергии 5,4 МДж/кг, кг) давление на фронте ударной волны снижается более чем на порядок по сравнению с воздухом. В то же время приближение к заряду приводит к резкому снижению коэффициента затухания волны и, в частности, при $R < 0,5$ м/кг^{1/3} импульс давления в падающей волне становится выше, чем в газе.

Качественный теоретический анализ сильных ударных волн в двухфазных средах с малой объемной долей конденсированной фазы показал, что потенциальные возможности гашения ударных волн пенами выше, при этом параметры ударных волн на фиксированном расстоянии могут быть снижены по сравнению с экспериментально полученными [4, 7]. При этом отмечалось, что недостижение расчетных параметров затухания связано, по-видимому, с тем, что характерные времена межфазной релаксации, определяющие переход энергии среды во внутреннюю энергию конденсированной фазы (не вносящей вклад в давление), значительно больше, чем время установления максимального давления на фронте волны.

В настоящей работе для более глубокого понимания явления затухания ударных волн в таких средах и определения их эффективности в качестве локализирующей среды проанализированы зависимости параметров затухания волны от времени протекания тепловой релаксации. С другой стороны, факт уменьшения коэффициента затухания ударных волн в пене вблизи заряда требует продолжения экспериментальных исследований вблизи энергонисточника.