

диагностику, связанные с прочностью и надежностью. Процесс никогда не прекратится и превращает нашу попытку обогатить и улучшить экспериментальную диагностику в процесс непрерывный и важный.

Авторы выражают признательность доктору К. М. Тарверу и Д. Натту за разрешение использовать их материалы, доктору Ф. Бауэру (ISL, Франция) за обеспечение нас датчиками PVF₂ и помощь в интерпретации явления, а также благодарят Карен Спарлин за содействие в подготовке статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Bauer. Proc. 1-st Symp. on Gauges and Piezoresistive Materials, A. D. E. R. A.—Bordeaux, 1981.
2. W. C. Rivard, D. Venable. Proc. Fifth Symp. on Detonation, Pasadena, USA, 1970.
3. A. N. Dremin, S. V. Pershin, V. E. Pogorelov. Comb. Expl. and Shock Waves, 1965, 1, 4, 1.
4. D. J. Edwards, J. O. Erkman, S. J. Jacobs. Naval Ordnance Laboratory Report, NULTR-70-79, 1970.
5. B. Hayes, J. N. Fritz. Proc. Fifth Symp. on Detonation, Pasadena, USA, 1970.
6. B. Hayes, C. M. Tarver. Proc. Seventh Symp. on Detonation, Dahlgren, USA, 1981.
7. D. R. Goseman. Energy and Technology Review, LLNL, 17—28, 1979.
8. P. W. Bridgeman. Proc. Royal Soc. London, 1950, A203.
9. P. J. A. Fuller, J. H. Price. Nature, 1962, 103, 262.
10. D. Bernstein, D. D. Keough. J. Appl. Phys., 1964, 35, 1471.
11. J. Wackerle, J. O. Johnson e. a. Proc. Sixth Symp. on Det., Arlington, USA, 1976.
12. G. I. Kanel, A. N. Dremin. Fizika Goreniya i Vzryva, 1977, 13, 1, 85.
13. K. Burrows, D. K. Chivers. Proc. Sixth Symp. on Det., Arlington, Virginia, 1976.
14. R. C. Weingart, R. Barlett e. a. Proc. Symp. on High Dynamic Pressures, Paris, France, 1978.
15. L. Erickson, R. Weingart e. a. Proc. 10-th Symp. on Expl. and Pyrotechnics, San Francisco, USA, 1979.
16. M. Vantine, J. Chan e. a. Rev. Sci. Instrum., 1980, 51, 116.
17. M. Cowperthwaite, J. T. Rosenberg. SRI International PYU-8443, 1980.
18. H. C. Vantine, R. B. Bainberger e. a. Proc. Seventh Symp. on Detonation, Dahlgren, USA, 1981.
19. G. L. Nutt, L. M. Erickson. J. Energetic Materials, 1984, 2, 263.
20. H. Kawai. J. Appl. Phys., 1969, 8, 975.

Поступила в редакцию 1/II 1986

АНАЛИЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ РАВНОВЕСНОЙ ПЕНЕ

Н. М. Кузнецов, Е. И. Тимофеев, А. В. Губанов
(Москва)

В связи с перспективой использования пен для гашения ударных волн (УВ) при проведении демонтажных работ на воздухе взрывным способом опубликован ряд работ [1—7], посвященных различным аспектам волновой динамики в этих средах. В [1] представлены предварительные экспериментальные результаты по физическим свойствам пен (плотность, скорость истечения жидкости из пены и т. д.) и их влиянию на УВ, создаваемую взрывом заряда ВВ массой $M \leq 1$ кг. В [2] в ударной трубе проведены исследования движения длинных (время действия волны порядка 3 мс) ударных волн в пене при $\sigma_0 = 2 \div 10$ кг/м³. Здесь $\sigma_0 = \varepsilon_0 \rho_l$; ε_0 и ρ_l — объемная концентрация и плотность воды. Скорость длинных УВ при прохождении расстояния до 1,3 м не изменяется [2].

Экспериментальное исследование [1] затухания УВ в пене ($M = 1 \div 5$ г и $\sigma_0 = 15$ кг/м³) подтвердило результаты [3] — более быстрое падение давления в волне в двухфазной среде по сравнению с воздухом. Отдельные эксперименты [3] проведены при $M \approx 1$ кг. В [4] представлены результаты по скорости движения длинных волн и по их взаимодействию с жесткой стенкой, расположенной в пене. Выяснилось, что ско-

рость УВ не зависит от теплофизических свойств газа, заключенного в ячейках пены, а давление отраженной волны такое же, как в чистом газе (азот).

В [5—7] теоретически изучалось движение УВ в пене на основе модельных представлений [8], согласно которым двухфазная среда рассматривалась как псевдогаз с эффективным показателем адиабаты Γ :

$$\Gamma = \gamma \cdot (1 + \eta\delta) / (1 + \gamma\eta\delta). \quad (1)$$

Здесь $\eta = \sigma_0 / (1 - \epsilon_0) \rho_{g0}$; $\delta = c/c_p$ — отношение теплоемкостей конденсированной фазы и газа при постоянном давлении; ρ_{g0} — начальная плотность газа; γ — показатель адиабаты газа. В [5] решалась задача о сильной стадии точечного взрыва заряда в пене на основе модифицированного выражения (1)

$$\Gamma = \gamma \cdot (1 + \eta\delta\lambda) / (1 + \gamma\eta\delta\lambda) \quad (2)$$

(λ — функция температур газа T и конденсированной фазы τ за волной). Замена азота на гелий в ячейках пены приводит, по данным [5], к более сильному затуханию волны, что объясняется авторами возросшим теплообменом между фазами. В [6] рассмотрена та же задача, но в предположении экспоненциальной зависимости Γ от времени за фронтом УВ.

В [7] исследовано взаимодействие длинных УВ с пенным экраном, расположенным в воздухе, и проанализирована задача о точечном взрыве в пене с учетом противодействия. Отметим совпадение результатов [5, 6] и [7], касающихся влияния плотности пены на интенсивность затухания волны (с возрастанием ρ_0 затухание усиливается), и удовлетворительное согласие этих результатов с экспериментом.

Анализ экспериментальных и теоретических данных позволяет сделать вывод о возможности применения модели [8] в ряде случаев для описания движения УВ в пене. В частности, представления [8] дают значения скорости D длинных ударных волн, удовлетворительно совпадающие [2] с экспериментально измеренными при $\sigma_0 \geq 5$ кг/м³. В [2] высказано предположение о влиянии массообмена на величину D . Удовлетворительно описывается и затухание УВ. (Применительно к коротким волнам в [7] сделано предположение о невозможности прогрева воды до температуры кипения.) Однако для отраженной от жесткой стенки волны модель [8] не дает согласия с экспериментом. В связи с этим в [4] сделан вывод об отсутствии теплового равновесия фаз. Отметим, что при $\sigma_0 = 10$ кг/м³ из (1) следует $\Gamma \approx 1$. В этом случае расчет по модели [8] дает одинаковые коэффициенты усиления в падающей и отраженной волнах $p_2/p_1 \approx p_1/p_0$, что соответствует изотермическому сжатию газа (здесь p_0, p_1, p_2 — давления начальное, в падающей и отраженной УВ).

Корректировка величины Γ с помощью некоторого формального подгоночного параметра, предпринятая в [5, 6], позволяет улучшить согласие расчетов с экспериментом по затуханию УВ в пене, но представляется несколько искусственной.

Использование модельных представлений [8] и на их основе аппроксимаций [5, 6] было связано с отсутствием удовлетворительного уравнения состояния среды. Далее проводятся расчеты ударной сжимаемости пены на основе термодинамического уравнения состояния тернарной системы вода — пар — идеальный газ, которое строится с использованием аналитического уравнения состояния системы вода — пар [9]. Согласно [9], зависимость внутренней энергии E_{wt} системы вода — пар от давления пара p_w и удельного объема системы v_{wt} (калорическое уравнение состояния) выражается в виде

$$E_{wt} = f_1 + \psi_1 v_{wt} \quad (\text{кг} \cdot \text{см} / \text{г}), \quad (3)$$

$$f_1 = 4269 p_w^{0,245}, \quad \psi_1 = 12,508 p_w^{7/8}$$

(p_w и v_{wt} выражены соответственно в кг/см² и в см³/г). Формула (3) достаточно точно аппроксимирует таблицы [10] при температурах от 360 К

до критической. Погрешность вычисления E_{wl} в указанном диапазоне температур составляет $\sim 1\%$, а давление пара с точностью до $0,1\%$ может быть рассчитано по соотношению [9]

$$p_w = [(T/3,3564 \cdot 10^{-7})^{1/8} - 12,5085]^8 \text{ (кг/см}^2\text{)}. \quad (4)$$

Пены используются для гашения ударных волн, как правило, при условиях, близких к нормальным ($T = 280 \div 300$ К). При этом вследствие аномалии термодинамических свойств воды сравнительно простая формула (3) приводит к большим погрешностям. В диапазоне $280 \leq T \leq 360$ К зависимость E_{wl} от p_w и v_{wl} можно аппроксимировать формулой

$$E_{wl} = f_2 + \psi_2 v_{wl}, \quad (5)$$

где $f_2 = f_1 - 1009,2a$; $\psi_2 = (\psi_1 - 0,128)\lambda_1$, $a = \exp(0,0095/p_w^{0,7} - 3,528p_w^{0,66})$, $\lambda_1 = 1 + (0,0098/p_w)^2$. Погрешность интерполяции (5) относительно термодинамических таблиц [10] не превышает $1,2\%$ в указанном диапазоне изменения температур.

Для построения уравнения состояния тернарной системы введем обозначения: α_l , α_w , α_g — массовые концентрации воды, пара и газа соответственно и v_l , v_w , v_g — удельные объемы этих компонентов. Массовые концентрации нормированы на единицу ($\alpha_l + \alpha_w + \alpha_g = 1$). Удельный объем смеси определяется выражением

$$v = \alpha_l v_l + \alpha_w v_w + \alpha_g v_g. \quad (6)$$

Для удельной внутренней энергии E и давления p тернарной системы имеем

$$E = \alpha E_{wl} + (1 - \alpha) E_g, \quad (7)$$

$$p = p_w + RT/\mu v_g. \quad (8)$$

Здесь $\alpha = \alpha_l + \alpha_w$ — массовая концентрация воды и пара в смеси; E_g , μ — удельная внутренняя энергия и молекулярная масса газа. Подставляя в (7), (8) соотношения (3), (4) с использованием (6) и учитывая, что $v = \alpha v_{wl}$, получим

$$E = \alpha f + \psi v + \frac{(1 - \alpha) 84,78T}{\mu (\gamma - 1)}, \quad (9)$$

$$p = p_w + \frac{(1 - \alpha) 84,78T}{\mu (v - \alpha_l v_l)}, \quad (10)$$

где $f = f_1$, $\psi = \psi_1$ или $f = f_2$, $\psi = \psi_2$ соответственно при $280 \leq T \leq 360$ К или $360 \text{ К} < T < T_{кр}$.

Численные значения α , T , v имеют ограниченные пределы их изменения. Температура ограничена сверху значением $T_{кр}$ — температурой критической точки. Из (6) и соотношений $\alpha_l \geq 0$, $v_w \geq v_l$ следует

$$\alpha \geq v/v_w. \quad (11)$$

При $\alpha = v/v_w$ система переходит в бинарную (сухой пар — газ) и соотношением (9) уже не описывается. Ограничение v снизу определяется из (10) неравенством $v > v_{\min} = \alpha_l v_l$. При $v = \alpha_l v_l$ давление нерастворимого идеального газа становится бесконечно большим. В окрестности предела $v = \alpha_l v_l$ свойства подсистемы пар — вода существенно меняются вследствие, например, растворения газа в воде, а газ становится неидеальным. Указанные ограничения проявляются при давлениях смеси, существенно превосходящих критическое для подсистемы жидкость — пар.

Уравнение Гюгонио вместе с (3) — (10) образует полную систему для расчета термодинамически равновесного состояния пены за УВ. Конкретные расчеты проведены для двух тернарных систем, существенно различающихся по теплофизическим свойствам газа: вода — пар — азот (будем называть далее такую систему азотной) и вода — пар — гелий (гелиевая система). В расчетах полагалось $T_0 = 293,16$ К, $p_0 = 0,1013$ МПа и задавался ряд начальных значений удельного объема v_0 системы.

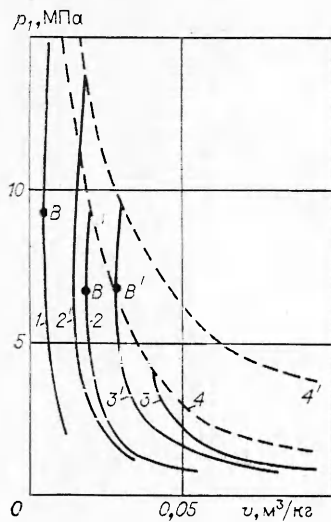


Рис. 1. Ударные адиабаты азотной (1-3) и гелиевой (2', 3') систем; $\alpha = 0,8$ (1), 0,6 (2) и 0,4 (3); $\rho_0 = 1/v_0$; $\rho_0 = 5,66$ (1), 2,84 (2, 2') и 1,89 кг/м³ (3, 3'); $v_0 = 0,177$ (1), 0,352 (2, 2') и 0,529 м³/кг (3, 3'). 4, 4' — полное испарение воды в азотной и гелиевой пенах. Значения v_0 для всех ударных адиабат лежат правее v , представленных на графике.

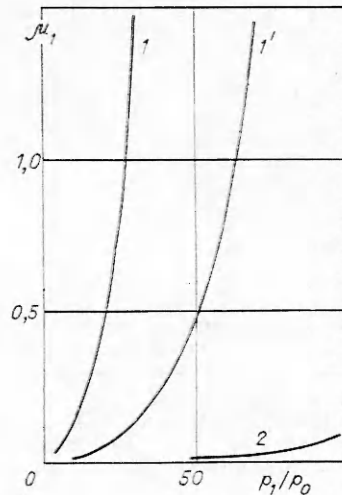


Рис. 2. Зависимость $\mu_1 = \alpha_w/\alpha_l$ от p_1/ρ_0 в азотной (1, 2) и гелиевой (1') пенах; $\rho_0 = 1,89$ (1, 1') и 5,66 кг/м³ (2).

На рис. 1 в координатах $p_1 - v$ представлены ударные адиабаты азотной и гелиевой систем. Сравнение кривых 3', 3 и 2, 2' показывает, что гелиевая система имеет большую ударно-волновую сжимаемость по сравнению с азотной. В случае достаточно больших ρ_0 ударное сжатие может привести к полному испарению жидкости. Так, например, при $\rho_0 = 1,89$ кг/м³ границе области полного испарения отвечает $p_1 = 4,1$ МПа, а при $\rho_0 = 2,84$ кг/м³ $p_1 = 9,5$ МПа. С использованием критерия (11) построены линии 4, 4', отделяющие в координатах $p_1 - v$ тернарное состояние системы от бинарного (сухой пар — газ). Эти состояния расположены соответственно ниже и выше кривых 4, 4'.

Для полного испарения воды в гелиевой системе необходимо увеличить давление в волне по сравнению с азотной системой. Это связано с тем, что при фиксированной начальной плотности тернарной среды начальная массовая концентрация воды (α_{l0}) в гелиевой системе больше, чем в азотной. Например, при $\rho_0 = 2,84$ кг/м³ в азотной пене $\alpha_{l0} = 0,594$, а в гелиевой $\alpha_{l0} = 0,937$.

Из анализа кривых видно, что в ряде случаев (при достаточно малых v_0) производная dp_1/dv вдоль ударных адиабат знакопеременна. На кривых 3', 2, 1 точки, отвечающие изменению ее знака, обозначены буквами B' и B (гелиевая и азотная системы соответственно). В общем случае это связано с характером массообмена за УВ. Если при увеличении p_1 за фронтом УВ масса жидкости возрастает (конденсация пара), то dp_1/dv всегда отрицательна. Если же увеличение давления ведет к испарению, то при определенных v_0 производная меняет знак.

Направление массообмена удобно характеризовать изменением величины

$$\mu_1 \equiv \alpha_w/\alpha_l = \frac{v - \alpha v_l}{\alpha v_w - v}.$$

Зная связь $v(p_1)$ вдоль ударной адиабаты и значения v_l и v_w на линии насыщения [10], рассмотрим зависимость μ_1 от p_1 и ρ_0 (рис. 2). Из сравнения кривых 1 и 1' видно, что замена в ячейках пены азота на гелий приводит к увеличению массы неиспарившейся воды за фронтом УВ фиксированной интенсивности. К этому же результату приводит и рост начальной плотности системы. На рассматриваемых отрезках ударных

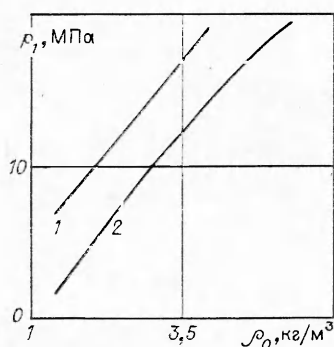


Рис. 3. Диаграмма граничных состояний азотной (1) и гелиевой (2) пен.

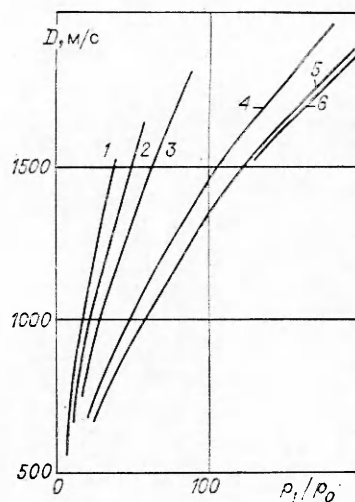


Рис. 4. Зависимость D от p_1/p_0 ; $\alpha = 0,4$ (1), $0,5$ (2), $0,6$ (3), $0,8$ (5); $\rho_0 = 1,89$ (1), $2,27$ (2), $2,84$ (3), $5,66$ кг/м³ (5).
4, 6 — по модели [8] при $\Gamma = \gamma = 1,4$ и $\Gamma = 1,02$ соответственно ($\rho_0 = 5,66$ кг/м³).

адиабат (см. рис. 2) масса пара увеличивается с повышением p_1/p_0 . В этом же диапазоне изменения p_1/p_0 на ударных адиабатах с другими значениями ρ_0 находятся и те точки, в окрестности которых вдоль ударной адиабаты производная dp_1/dv меняет знак (см., например, кривую 1 на рис. 1).

Переноса данные по максимальным давлениям полного испарения воды на ударных адиабатах на плоскость $p_1 - \rho_0$, получаем диаграмму граничных состояний тернарной системы (рис. 3), позволяющую определять графически давление, при котором происходит полное испарение воды в пене заданной начальной плотности.

При экспериментальном исследовании движения УВ в пене измеряются скорость и давление волны. Величина D находится по данным ударно-волновой сжимаемости (см. рис. 1) и соотношению

$$D^2 = v_0^2 \frac{p_1 - p_0}{v_0 - v}.$$

На рис. 4 представлены зависимости D от p_1/p_0 для азотной тернарной системы. При $p_1/p_0 = \text{const}$ скорость волны тем меньше, чем выше начальная плотность. В экспериментах скорость волны и давление в ней измеряются, как правило, с точностью около 15 и 25% соответственно. Отсюда и из сравнения кривых 4—6 видно, что получить надежные суждения о степени прогрева жидкости путем сопоставления расчета с экспериментальной зависимостью $D(p_1)$ не удастся [2]. Скорости УВ в гелиевой системе несколько ниже соответствующих значений в азотной системе, но это различие мало.

Таким образом, величина D в термодинамически равновесном случае слабо зависит от теплофизических свойств газа, заключенного в ячейках. Расчеты показывают, что различие между кривыми типа 4—6 на рис. 4 уменьшается с падением ρ_0 . Для объяснения указанного в [2] несоответствия экспериментальных данных и расчетов по [8] необходимо отыскивать другие причины, поскольку в диапазоне $p_1/p_0 \leq 20$ массообмен практически не влияет на скорость движения длинных УВ. Одной из возможных причин может быть, например, нестрогое контролирование плотности пены.

Зависимость температуры от давления в волне, теплофизических свойств газа, заключенного в ячейках пены, и от начальной плотности иллюстрирует рис. 5. Увеличение ρ_0 приводит к снижению T при фиксированном p_1 . Замена азота на гелий в пене также приводит к уменьшению T при неизменном p_1 . Оба результата есть следствие возрастания доли энергии, затрачиваемой на нагрев большей массы воды.

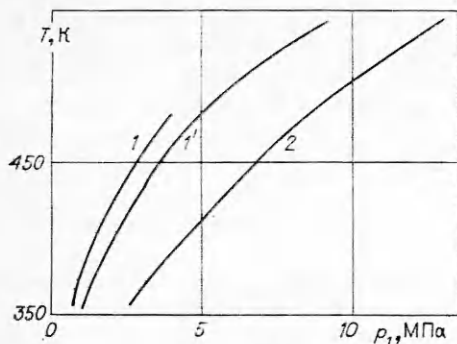


Рис. 5. Зависимость $T(p_1)$ в азотной (1, 2) и гелиевой (1') пенах; $\rho_0 = 1,89$ (1, 1') и $5,66 \text{ кг/м}^3$ (2).

О степени завершенности теплообмена между фазами можно судить, сравнивая рассчитанные давления отражения (p_2) на жесткой стенке с экспериментально измеренными. Из сравнения кривых 3, 3' и 4 рис. 6 видно, что увеличение плотности пены или замены азота на гелий при $\rho_0 = \text{const}$ приводит к росту давления отражения.

Сравним термодинамически равновесные расчеты p_2/p_1 с соответствующими результатами, полученными в рамках модели [8]. Из сравнения кривых 3, 5 рис. 6 видно, что в термодинамически равновесном случае давление отражения выше. Для гелиевых систем (линии 3', 2) это различие значительно меньше. Кривая 1 построена с использованием соотношения $p_2/p_1 = p_1/p_0$ [11] ($\Gamma = \gamma = 1$ — изотермический газ), а кривые 6, 7 соответствуют чистым азоту и гелию. В термодинамически равновесном случае (см. рис. 6, 3, 3', 4) давление отражения на жесткой стенке выше, чем в газе (6, 7), и ниже его значения в изотермическом газе (кривая 1). На рис. 6 приведены также экспериментальные данные [4], сравнение которых с кривыми 3, 3', 4, 6, 7 показывает, что термодинамическое равновесие в пене в отраженной волне не достигается. Этот вывод подтверждается и экспериментами [12], согласно которым при $\rho_0 \approx 300 \text{ кг/м}^3$ давление отражения совпадает с его значением в газе (например, азоте) при $p_1/p_0 \approx 10$, а отраженная волна имеет вид ступеньки с временем действия от 500 до 1000 мкс. Напомним, что значение p_2 в пене при $\rho_0 = 5 \div 15 \text{ кг/м}^3$ уменьшается со временем (треугольный профиль).

Возможной причиной того, что в отраженной УВ пена оказывается в состоянии, более удаленном от термодинамического равновесия, чем в падающей, является утолщение перегородок пены при ударном сжатии. Кроме того, экспериментально наблюдаемое время действия отраженной волны (длина волны) значительно меньше, чем в падающей.

Характерное время прогрева жидкой пленки определяется соотношением

$$t^* \approx \Delta^2/\chi, \quad (12)$$

где Δ — толщина пленки; χ — коэффициент температуропроводности жидкости ($\chi \approx 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$). Толщина продольных течению стенок ячейки увеличивается в падающей УВ пропорционально степени сжатия θ пены. Для $\theta \approx 10$ и $\Delta_0 \approx (3 \div 30) \cdot 10^{-4} \text{ см}$ [2, 13] перед волной получаем из (12) $t^* \approx 7 \cdot (10^{-3} \div 10^{-1}) \text{ с}$. Наблюдаемое время действия отраженной волны значительно меньше t^* .

Таким образом, представленные результаты и их сравнение с экспериментом позволяют сделать вывод о возможности использования термодинамического приближения для расчетов распространения падающих (проходящих) длинных УВ в пене, по крайней мере, при $\sigma_0 \geq 5 \text{ кг/м}^3$.

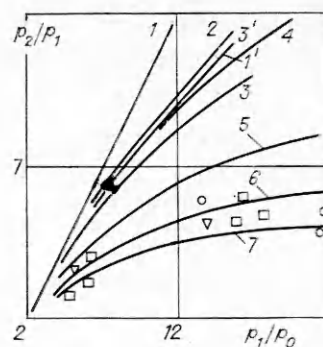


Рис. 6. Зависимость коэффициента отражения p_2/p_1 от интенсивности p_1/p_0 .

1 — по модели [11]; 2, 5 — по модели [8] при $\rho_0 = 1,42$ и $\Gamma = 1,065$ (гелиевая пена) и $1,23$ (азотная) соответственно; 3' — гелиевая пена, $\rho_0 = 1,42 \text{ кг/м}^3$; 3, 4 — азотная пена, $\rho_0 = 1,42$ и $3,78 \text{ кг/м}^3$ соответственно; 6, 7 — для чистых азота ($\gamma = 1,4$) и гелия ($\gamma = 1,67$) соответственно; \square, ∇, \circ — азотная, гелиевая и водородная пена по данным [4].

При расчетах распространения и затухания коротких отраженных или достаточно коротких падающих волн более подходят приближения, в которых не учитывается тепло- и массообмен между фазами. Для этого при $\sigma_0 > 1$ недостаточно условия $t \ll t^*$. Должно быть выполнено более жесткое условие $t < t^{**}$, где $t^{**} \approx t^*/\sigma_0^2$ — время прогрева (остывания) приповерхностного слоя пленки, образующей ячейку пены, масса которого m_l сравнима с массой газа m_g в ячейке. Если учесть различие в теплоемкости жидкости c_l и газа c_g , то нужно сравнивать не массы, а произведения $m_l c_l$ и $m_g c_g$ (здесь σ_0 — в кг/м^3).

В заключение отметим, что уравнение состояния тернарной системы может быть использовано и для решения других задач гидродинамики, например, для расчета термодинамически равновесного состояния пленки жидкости, расположенной на стенках ударной трубы.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. H. Winfield, D. A. Hill. DRES-TN-389, 1977.
2. В. М. Кудинов, Б. И. Паламарчук, Б. Е. Гельфанд и др. Прикладная механика, 1977, XIII, 3, 92.
3. В. М. Кудинов, Б. И. Паламарчук, Б. Е. Гельфанд и др. Докл. АН СССР, 1976, 228, 3, 555.
4. A. A. Borisov et al. Acta Astronautica, 1978, 5, 4027.
5. Б. И. Паламарчук, В. А. Вахненко, А. В. Черкашин и др. Сб. докл. IV Междунар. симп. по обработке материалов взрывом. ЧССР, Готвальдов, 1979.
6. В. А. Вахненко, В. М. Кудинов, Б. И. Паламарчук. Прикладная механика, 1982, XVIII, 12, 91.
7. Б. Е. Гельфанд, А. В. Губанов, Е. И. Тимофеев. ФГВ, 1981, 17, 4, 129.
8. Г. Рудингер. РТГ, 1965, 7, 3.
9. И. М. Кузнецов. Докл. АН СССР, 1981, 257, 4, 858.
10. М. П. Вукалович. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М.: Машгиз, 1955.
11. L. Campbell, A. Pitcher. Proc. Roy. Soc., 1958, A243, 1235, 534.
12. Е. И. Тимофеев, Б. Е. Гельфанд и др. Докл. АН СССР, 1982, 268, 1, 81.
13. А. А. Берлин, Ф. А. Шутов. Химия и технология газонаполненных высокополимеров. М.: Наука, 1980.

Поступила в редакцию 3/1 1985,
после доработки — 29/VII 1985

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ ВЗРЫВАЮЩЕГОСЯ ОБЛАКА И МЕСТА ИНИЦИИРОВАНИЯ ГОРЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ВЗРЫВНОЙ ВОЛНЫ

В. Н. Федотов, С. А. Быстров, В. А. Горев, В. А. Тимофеев
(Москва)

В случае аварийного истечения горючих газов в неограниченное пространство образуется взрывоопасное облако, форма которого зависит от условий истечения, метеоусловий и свойств газа [1]. Такие газы, как пропан, пропилен, бутadiен и другие с плотностью, большей плотности воздуха, формируют сплюснутое облако, высота которого меньше его поперечных размеров. Если источник горючего газа действует непрерывно и дует ветер, то может образоваться вытянутое облако, характеризующееся тем, что один размер (длина) много больше других. Реализуются и другие формы взрывоопасных облаков: так, в случае истечения газа из трубопровода или резервуара образуется струя с таким внутренним распределением концентрации горючего газа, что взрывоопасное облако по форме близко к эллипсоиду вращения с соотношением между осями, зависящим от скорости истечения и размера источника.

К настоящему времени наиболее полно изучены взрывные волны от сферически-симметричного дефлаграционного горения газов [2—5]. Попытки изучить влияние геометрической формы облака и места иници-