

В заключение отметим, что замедленный по сравнению с геометрической расходимостью спад импульса давления ударной волны с расстоянием при детонации сферического заряда в жидкости наблюдается также при взрыве в воздухе [5]. Поскольку такое поведение импульса обусловлено существованием потока среды за ударным фронтом, то очевидно, что с ростом массы продуктов детонации и с увеличением скорости их расширения заметнее будет проявляться эффект замедленного спада импульса давления ударной волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
2. Лаврентьев Э. В., Кузян О. П. Взрывы в море. Л.: Судостроение, 1977.
3. Коул Р. Подводные взрывы. М.: ИЛ, 1950.
4. Броуд Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. М.: Мир, 1976.
5. Христофоров Б. Д. О подобии ударных волн при взрыве сферических зарядов в воде и в воздухе.— ПМТФ, 1963, № 2.
6. Адушкин В. В., Коротков А. И. Параметры ударной волны вблизи заряда ВВ при взрыве в воздухе.— ПМТФ, 1961, № 5.
7. Садовский М. А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований.— В кн.: Физика взрыва. М.: Изд-во АН СССР, 1956, № 5.
8. Brode H. L. Blast wave from a spherical charge.— Phys. Fluids, 1959, vol. 2, N 2.
9. Петухов Ю. В. Об интерпретации аномального поведения импульса давления волн от подводного взрывного источника.— Акуст. журн., 1983, т. 29, № 2.
10. Седов Л. И. Методы подобия и размерностей в механике. М.: Наука, 1967.
11. Фридман В. Е. Сравнение эмпирических и теоретических законов для взрывных волн.— Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1980, т. 16, № 4.
12. Петухов Ю. В., Фридман В. Е. Распространение взрывных волн в стратифицированном океане.— Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1979, т. 15, № 12.

Поступила 23/XII 1983 г.

УДК 532.529 + 532.593

ОТРАЖЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ПЕНАХ

А. Т. Малахов, Б. И. Паламарчук

(Киев)

Распространение ударных волн в газожидкостных пенах исследовалось в [1—5]. В [1, 2] установлено, что плоские ударные волны в пенах имеют развитые релаксационные зоны с временем нарастания давления до нескольких миллисекунд. При этом параметры падающих и особенно отраженных волн с увеличением их интенсивности отклонялись от равновесных параметров в пене, рассчитанных аналогично [6] путем введения эффективного показателя ударной адиабаты пены Γ_0 при пренебрежении объемной долей конденсированной фазы (κ -фазы). В [4] для описания процесса отражения ударных волн в газожидкостных средах предложено в качестве модельного подхода описывать ударное сжатие двухфазной среды показателем политропы $K = 1 + (\gamma - 1)(1 - \epsilon)$, где γ — показатель адиабаты Пуассона газовой фазы, ϵ — объемная доля κ -фазы. Несмотря на удовлетворительное описание в рамках такого подхода экспериментов [1, 2] по отражению ударных волн в пене, использование K для объяснения наблюдаемого затухания ударных волн в пене приводит к резкому отличию экспериментальных и расчетных данных [7, 8]. Одной из причин несоответствия расчетных равновесных и экспериментальных параметров ударных волн в пене, по-видимому, является наличие развитых релаксационных зон, сопоставимых с размерами рабочих каналов ударных труб, применяемых в [1, 2, 5] для их генерирования. Настоящие исследования проводились на ударных трубах, обеспечивающих достижение равновесных параметров за фронтом падающей ударной волны. Наряду с выполненными экспериментами проанализировано влияние объемной доли κ -фазы, а также правомерность обычно используемых предположений об идеальности газа и нежизнеспособности κ -фазы при расчете параметров падающих и отраженных ударных волн.

Исследования закономерностей распространения ударных волн в пенах проводились на горизонтально расположенной ударной трубе с внутренним диаметром 67 мм. Камера низкого давления (КНД) имела длину 5,9 м, камера высокого давления (КВД) — 2,6 м. С помощью спе-

циального лабораторного пеногенератора КНД полностью заполнялась пеной. Боковая поверхность ударной трубы была оснащена пьезокерамическими датчиками давления с собственной частотой 30 кГц, а на торце трубы устанавливался датчик давления с чувствительным элементом из электретированного поливинилхлорида [9] с собственной частотой 400 кГц, имеющий линейную зависимость генерируемого заряда от давления в области давлений от 0,1 до 100 МПа.

Давление воздуха в КВД изменялось в диапазоне от 5 до 13 МПа. Погрешность измерения скорости ударных волн не больше 10%, давления — не больше 15%. Массовая концентрация жидкости в пене σ_l варьировалась от 2,5 до 27 кг/м³. В качестве жидкого компонента пены использовалась вода с добавлением 5% промышленного пенообразователя ОП-1.

Как и в [1, 2], наблюдалось два типа падающих ударных волн — дисперсные с двухфронтной конфигурацией профиля давления при скорости ударной волны $D_1 < a_0$ (a_0 — скорость звука в газе, заполняющем ячейки пены) и однофронтные при $D_1 > a_0$. Увеличение концентрации жидкости при прочих равных условиях приводило к снижению скорости ударных волн и увеличению перепада давления на фронте. Скорость и амплитуда исследуемых волн на участке рабочей секции КНД, где проводились измерения параметров, были постоянны в пределах ошибки измерения на всех базах между регистрирующими датчиками.

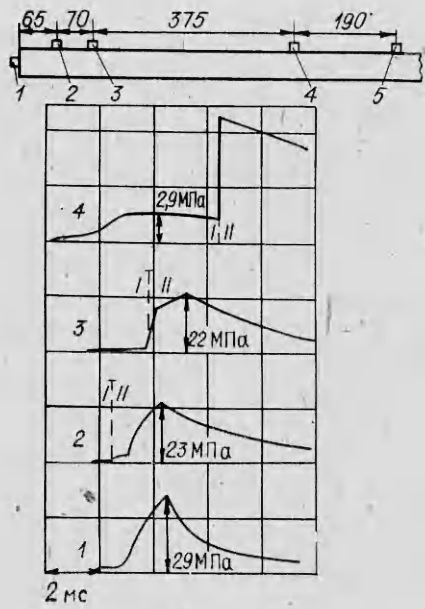
На фиг. 1 приведена типичная запись распространения и отражения от жесткой стенки ударной волны в пене $\sigma_l = 27$ кг/м³, где I, II — падающая и отраженная волны соответственно. Там же представлена схема расположения датчиков на ударной трубе. Как видно из записей, профиль давления сформированной падающей ударной волны имеет ярко выраженную релаксационную зону двухфронтной конфигурации. Скорость ударной волны в пене 320 м/с, перепад давления на фронте 2,9 МПа. Судя по осциллограммам длина релаксационной зоны $\sim 1,3$ м.

На фиг. 2 представлена установленная в экспериментах зависимость отношения давлений p_1/p_0 в падающей волне p_1 к начальному p_0 от числа Маха $M_1 = D_1/\alpha_0$, где α_0 — равновесная скорость звука в пене.

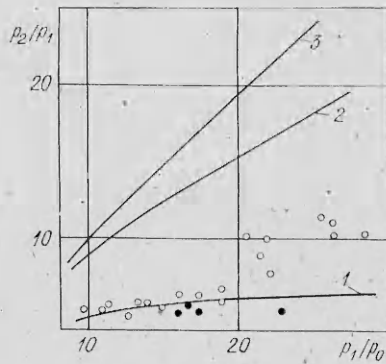
В отличие от падающих ударных волн скорость и профиль давления отраженных волн не сохранялись постоянными, изменяясь по мере удаления от отражающей стенки. Рассмотрим эволюцию отраженной волны в пене, представленной на фиг. 1. Как видно из записей отраженной волны, по мере ее отхода от торца трубы происходит качественное изменение профиля давления. Так, на торце ударной трубы максимальный перепад давления, достигаемый в волне за 2,5 мс, составляет $\Delta p_2 = 29$ МПа. Коэффициент отражения при этом равен $\Delta p_2/\Delta p_1 = 10$. В отличие от падающей ударной волны отраженная волна имеет треугольный профиль давления. При нарастании давления отчетливо выделяется предвестник, как и в падающей ударной волне. На расстоянии 65 мм максимальный перепад давления в волне снижается до 23 МПа, при этом предвестник становится короче. В дальнейшем предвестник исчезает, происходит резкое увеличение крутизны фронта, и на расстоянии 0,51 м от торца волна имеет крутой ударный фронт, характерный для ударных волн в газах, при этом спад давления за фронтом становится более пологим, а перепад давления на фронте снижается до 12 МПа.

Анализ результатов измерения скорости отраженной волны показывает, что при отходе от жесткой стенки на базе 0—65 мм волна имеет скорость $D_2 = 95$ м/с, на базе 65—135 мм скорость снижается до 55 м/с, а затем начинает резко возрастать и между датчиками 3 и 4 составляет 140 м/с, между 4 и 5 — 470 м/с.

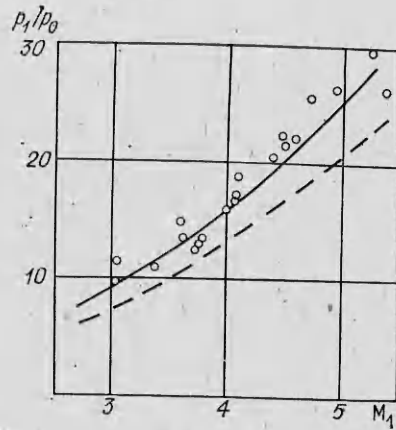
На фиг. 3 обобщены экспериментальные данные по отношению давлений p_2/p_1 в зависимости от p_1/p_0 в отраженных волнах для газожидкостных пен с различной начальной плотностью. Здесь же темными кружочками обозначены результаты экспериментов [2]. Видно, что полученные нами экспериментальные данные лежат выше, чем коэффициенты отраже-



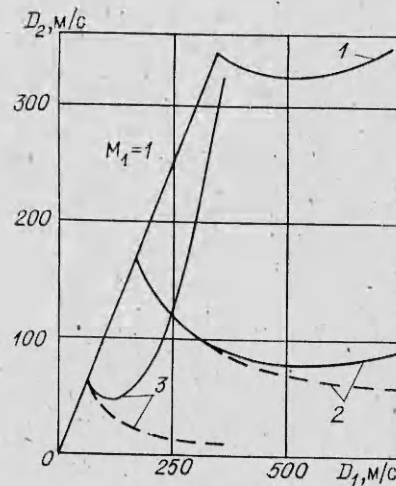
Ф и г. 1



Ф и г. 3



Ф и г. 2



Ф и г. 4

ния для воздуха (кривая 1), заполняющего ячейки пены, и выше результатов [2].

Для анализа наблюдаемых экспериментальных зависимостей рассмотрим пену как однородную среду, состоящую из равномерно распределенной жидкой фазы в газе. Пусть в этой среде распространяется стационарная ударная волна со скоростью \bar{D}_1 , которая отражается от жесткой стенки со скоростью D_2 . Для области течения, где установилось кинематическое равновесие между фазами, найдем взаимосвязь параметров среды до и за фронтом падающей и отраженной ударных волн. С этой целью воспользуемся законами сохранения массы, импульса и энергии для двухфазной среды при отсутствии массообмена между фазами. В качестве переменных используем давление p , массовую скорость u и температуру T газа, плотность двухфазной среды $\rho = \sigma_l + \sigma_g$, отношение массовых концентраций жидкости σ_l и газа σ_g , $\eta = \sigma_l/\sigma_g = \epsilon \rho_l / [(1 - \epsilon) \rho_g]$, температуру к-фазы t . Здесь ϵ , ρ_l — объемная доля и плотность к-фазы соответственно, ρ_g — плотность газа. Обозначим индексом 0 параметры невозмущенной среды, а 1 и 2 — параметры за фронтом падающей и отраженной ударных волн. Здесь и далее индексы g и l — параметры газовой и к-фазы соответственно. Полагая, что перед фронтом падающей ударной волны среда находится в равновесии и покое ($u_0 = 0$), систему определяющих уравнений представим в следующем виде:

для падающей ударной волны

$$(1) \quad \begin{aligned} \rho_1(D_1 - u_1) &= \rho_0 D_1, \quad p_1 - p_0 = \rho_0 D_1 u_1, \\ h_1 + (D_1 - u_1)^2/2 &= h_0 + D_1^2/2; \end{aligned}$$

для отраженной от жесткой неподвижной стенки волны

$$(2) \quad \begin{aligned} \rho_2 D_2 &= \rho_1(D_2 + u_1), \quad p_2 - p_1 = \rho_2 D_2 u_1, \\ h_1 + (D_2 + u_1)^2/2 &= h_2 + D_2^2/2, \end{aligned}$$

где h — удельная энтальпия смеси, определяемая по аддитивности. При обычно принимаемых допущениях: газ подчиняется уравнению состояния идеального газа, к-фаза несжимаема и имеет постоянную теплоемкость, уравнение состояния двухфазной среды можно записать в виде

$$(3) \quad h = \frac{h_g + \eta h_l}{1 + \eta} = \frac{1}{1 + \eta} \left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho_g} + \eta \left(ct + \frac{p}{\rho_l} \right) \right] = \frac{\Gamma - \varepsilon}{\Gamma - 1} \frac{p}{\rho},$$

где Γ — эффективный показатель ударной адиабаты, определяемый соотношением

$$(4) \quad \Gamma = \gamma \frac{1 + \eta \delta \frac{t}{T}}{1 + \gamma \eta \delta \frac{t}{T}};$$

$\delta = c/c_p$ — отношение теплоемкости к-фазы c к теплоемкости газа при постоянном давлении c_p ; γ — отношение удельных теплоемкостей газа.

При сделанных выше предположениях взаимосвязь между объемными содержаниями к-фазы, плотностями среды и газовой фазы задается уравнением

$$(5) \quad \varepsilon_i/\varepsilon_{i-1} = \rho_i/\rho_{i-1} = (1 - \varepsilon_i)\rho_{gi}/[(1 - \varepsilon_{i-1})\rho_{gi-1}].$$

Если показатель Γ в (3) остается постоянным как перед, так и за фронтом падающей и отраженной волн, то взаимосвязь параметров среды определяется соотношениями, получаемыми при подстановке уравнений (3)–(5) в (1), (2) и имеющими следующий вид:

$$(6) \quad \rho_{gi}/\rho_{gi-1} = [(\Gamma + 1)p_i + (\Gamma - 1)p_{i-1}]/[(\Gamma - 1)p_i + (\Gamma + 1)p_{i-1}];$$

$$(7) \quad \frac{\rho_{i-1}}{\rho_i} = \frac{\rho_{gi-1}}{\rho_{gi}} + \frac{2\varepsilon_{i-1}(p_i - p_{i-1})}{(\Gamma + 1)p_i + (\Gamma - 1)p_{i-1}};$$

$$(8) \quad \frac{T_i}{T_{i-1}} = \frac{p_i}{p_{i-1}} \frac{\rho_{gi-1}}{\rho_{gi}};$$

$$(9) \quad u_1 = (p_1 - p_0) \sqrt{\frac{2}{\rho_{g0}(1 + \eta)[(\Gamma + 1)p_1 + (\Gamma - 1)p_0]}};$$

$$(10) \quad D_1 = \frac{1}{1 - \varepsilon_0} \sqrt{\frac{(\Gamma + 1)p_1 + (\Gamma - 1)p_0}{2\rho_{g0}(1 + \eta)}};$$

$$(11) \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{(3\Gamma - 1)p_1 - (\Gamma - 1)p_0}{(\Gamma - 1)p_1 + (\Gamma + 1)p_0};$$

$$(12) \quad D_2 = u_1 \left[\frac{(\Gamma + 1)p_2 + (\Gamma - 1)p_1}{2(1 - \varepsilon_1)(p_2 - p_1)} - 1 \right];$$

$$(13) \quad \frac{D_2}{D_1} = \frac{2[p_1(\Gamma - 1) + p_0]}{(\Gamma + 1)p_1 + (\Gamma - 1)p_0} + \frac{2\varepsilon_0(p_1 - p_0)[(3\Gamma - 1)p_1 + (\Gamma + 1)p_0]}{[(\Gamma - 1)p_1 + (\Gamma + 1)p_0][(\Gamma + 1)p_1 + (\Gamma - 1)p_0]}.$$

В частности, полученные соотношения справедливы для двух характерных случаев полного теплового равновесия и замороженности теплообмена между фазами. Действительно, в первом случае при $T = t$ показатель адиабаты Γ совпадает с показателем адиабаты Пуассона для двух-

фазной смеси Γ_0 , сохраняясь постоянным в процессе прохождения и отражения ударной волны. При замороженности теплообмена между фазами ($t = t_0$) показатель Γ не остается постоянным, однако в этом случае в процессе ударного сжатия остается постоянной внутренняя энергия к-фазы, что в свою очередь дает возможность представить уравнение состояния (3) в виде

$$h = \frac{p}{\rho} \frac{\Gamma - \varepsilon}{\Gamma - 1} = \frac{p}{\rho} \frac{\gamma - \varepsilon}{\gamma - 1} + \text{const.}$$

При этом, как следует из (1), (2), соотношения (6)—(13) становятся справедливыми для описания процесса прохождения и отражения ударных волн в случае замороженности теплообмена между фазами при подстановке вместо Γ показателя адиабаты Пуассона газа γ , не изменяющегося в отличие от Γ при ударном сжатии смеси.

Анализируя соотношения (6)—(13), можно сделать вывод, что отношения плотностей и температур газа, а также давление и массовая скорость двухфазной среды за фронтом ударных волн не зависят от объема ε , занимаемого к-фазой, полностью определяясь степенью прогрева к-фазы. В то же время плотность среды и скорость отраженной волны зависят как от прогрева, так и от объемного содержания к-фазы. Отметим, что при замороженности теплообмена между фазами давление отражения и температура газа за фронтом совпадают при заданном p_1/p_0 с параметрами ударных волн в чистом газе.

Часто при анализе ударно-волновых течений в газозвесах и пенах пренебрегают ε , полагая, что плотность среды $\rho = \sigma_l + \rho_g$. Это значительно упрощает расчет гидродинамических задач, внося ошибку в определение параметров проходящих ударных волн не более величины, пропорциональной $(1 - \varepsilon_0)^{-1}$. Совершенно иная картина наблюдается при рассмотрении отраженных ударных волн. На фиг. 4 показано влияние ε на скорость отраженной ударной волны в зависимости от скорости падающей ударной волны. Сплошными линиями нанесены расчетные зависимости с учетом ε , а штриховыми — без учета. Кривая 1 построена для воздуха, 2 — для водовоздушной пены с $\sigma_l = 2,5$ кг/м³, $\varepsilon_0 = 0,0025$, $\Gamma_0 = 1,030$, кривая 3 — $\sigma_l = 27$ кг/м³, $\varepsilon_0 = 0,027$, $\Gamma_0 = 1,0029$. Как видно из графика, пренебрежение объемной долей к-фазы приводит не только к количественным различиям, но также и к качественно иной зависимости скорости отраженной ударной волны от ее интенсивности. Так, при неучете ε скорость отраженной волны уменьшается с ростом скорости падающей ударной волны и увеличивается при ее учете.

Для приведенного на фиг. 1 случая распространения волны в пене экспериментальные значения скорости отраженной волны вблизи жесткой стенки ниже расчетной, равной 270 м/с. Этот факт, как и первоначальное уменьшение скорости с последующим ее возрастанием по мере отхода волны от жесткой стенки, качественно можно объяснить последовательным отражением участков релаксационной зоны с нарастающим содержанием объемной доли к-фазы в среде. При этом переход от плавного нарастания давления к резкому ударному фронту, по всей вероятности, связан с выходом отраженной волны на контактную поверхность пена — газ.

Обратимся к сопоставлению расчетных и полученных в экспериментах данных по величине давления в падающих и отраженных ударных волнах. Из (6)—(10) зависимость отношения давлений от числа Маха ударной волны в пене можно представить в виде

$$(14) \quad p_1/p_0 = [2\Gamma M_1^2 - (\Gamma - 1)]/(\Gamma + 1),$$

где $M_1 = D_1/\alpha$ — число Маха ударной волны; α — скорость звука в пене, определяемая формулой $\alpha = \sqrt{\frac{\Gamma p_0}{[\rho_0(1 - \varepsilon_0)]}}$.

Для исследованных пен при термодинамическом равновесии между фазами $\Gamma = \Gamma_0 \approx 1$ и $p_1/p_0 \approx M_1^2$. Эта зависимость представлена на фиг. 2

сплошной линией. Там же штриховой линией нанесена зависимость (1) полученная с использованием равенства $\Gamma = K = 1 + (\gamma - 1)(1 - \epsilon_0)$, предложенного в [4] для описания ударных волн в газожидкостных средах. Для исследованных пен показатель K практически совпадает с γ . Как видно, экспериментально полученные результаты для падающих ударных волн согласуются с расчетными параметрами с $\Gamma = \Gamma_0$, что указывает на достижение термодинамического равновесия между фазами за фронтом падающей ударной волны. В то же время параметры отраженных волн существенно отличаются от расчетных. На фиг. 3 кривые 2, 3 соответствуют расчетным равновесным зависимостям p_2/p_1 от p_1/p_0 для пен с $\sigma_l = 2,5$ и 27 кг/м³ соответственно. Кривая, построенная для случая $\Gamma = K$, фактически совпадает с кривой 1, построенной для отражения ударной волны в чистом газе. Сопоставление экспериментальных и расчетных значений коэффициентов отражения показывает, что полученные данные значительно отличаются от равновесных параметров при $\Gamma = \Gamma_0$ и от расчетных при $\Gamma = K$.

С учетом высокой ударной сжимаемости газожидкостной среды пенистой структуры предполагалось, что одной из причин столь резкого отличия экспериментальных результатов от расчетных может служить неучет реальных свойств фаз пены.

Для выяснения влияния неидеальности газа и сжимаемости жидкости выполнен расчет параметров ударных волн в пене с использованием уравнений состояния реального воздуха и воды, полученных путем интерполяции табличных значений термодинамических параметров воды и воздуха [10—12]. Система уравнений (1)—(3) дополнялась уравнениями

$$(15) \quad \rho_g^{-1} = \left[\frac{RT}{p + \frac{a}{T(\rho_g^{-1} + d)^2}} + b \right] \left[1 + \frac{\delta_1 p + \delta_2 p(400 - p)}{T - 245} \right];$$

$$(16) \quad \rho_l^{-1} = 3,086 \cdot 10^{-3} - 8,99017 \cdot 10^{-4} (374,1 - t)^{0,147166} - \\ - 3,9 \cdot 10^{-4} (385 - t)^{-1,6} (p - 225,5) + a_1 + a_2 t + a_3 t^2 + a_4 t^3 + a_5 t^4 + a_6 p + \\ + a_7 p^2 + a_8 p^3 + a_9 p^4 + a_{10} p t + a_{11} p t^2 + a_{12} p^2 t + a_{13} p t^3;$$

$$(17) \quad h_g = b_1 + b_2 T + b_3 T^2 + b_4 T^3 + b_5 T^4 + b_6 p + b_7 p^2 + \\ + b_8 p^3 + b_9 p^4 + b_{10} p T + b_{11} p T^2 + b_{12} p^2 T + b_{13} p T^3;$$

$$(18) \quad h_l = c_1 + c_2 t + c_3 t^2 + c_4 t^3 + c_5 t^4 + c_6 p + c_7 p^2 + c_8 p^3 + \\ + c_9 p^4 + c_{10} p t + c_{11} p t^2 + c_{12} p^2 t + c_{13} p t^3,$$

где

$$R = 2,87 \cdot 10^{-3}; a = 0,351273; b = 1,0432 \cdot 10^{-3};$$

$$\delta_1 = 9,5075 \cdot 10^{-4}; \delta_2 = 9,875 \cdot 10^{-6};$$

$$a_1 = 5,7126 \cdot 10^{-5}; a_2 = -8,6109 \cdot 10^{-7}; a_3 = 4,3265 \cdot 10^{-9};$$

$$a_4 = -1,6287 \cdot 10^{-11}; a_5 = 2,5868 \cdot 10^{-14}; a_6 = 1,2751 \cdot 10^{-8};$$

$$a_7 = -4,9404 \cdot 10^{-11}; a_8 = 1,9303 \cdot 10^{-13}; a_9 = 1,9355 \cdot 10^{-16};$$

$$a_{10} = 2,1574 \cdot 10^{-10}; a_{11} = -6,2634 \cdot 10^{-13}; a_{12} = -1,0482 \cdot 10^{-13};$$

$$a_{13} = 1,8728 \cdot 10^{-15};$$

$$b_1 = -3,5676 \cdot 10^5; b_2 = 5046,5; b_3 = -17,299;$$

$$b_4 = 3,3113 \cdot 10^{-2}; b_5 = -2,3919 \cdot 10^{-5}; b_6 = -1,6957 \cdot 10^3;$$

$$b_7 = 0,8302; b_8 = -2,0286 \cdot 10^{-4}; b_9 = 2,4283 \cdot 10^{-7};$$

$$b_{10} = 9,9132; b_{11} = -2,2796 \cdot 10^{-2}; b_{12} = -1,5718 \cdot 10^{-3};$$

$$b_{13} = 1,9714 \cdot 10^{-5};$$

$$c_1 = 756,18; c_2 = 4161,7; c_3 = 2,433 \cdot 10^{-1};$$

$$\begin{aligned}
c_4 &= -6,3329 \cdot 10^{-4}; c_5 = 7,7487 \cdot 10^{-6}; c_6 = 91,087; \\
c_7 &= 5,6127 \cdot 10^{-2}; c_8 = -1,4895 \cdot 10^{-4}; \\
c_9 &= 1,0315 \cdot 10^{-7}; c_{10} = -2,48429 \cdot 10^{-1}; c_{11} = 1,0493 \cdot 10^{-5}; \\
c_{12} &= 6,6799 \cdot 10^{-5}; c_{13} = -2,2016 \cdot 10^{-7};
\end{aligned}$$

ρ_g, ρ_l — плотности газа и жидкости, $\text{м}^3/\text{кг}$; h_g и h_l — удельные энтальпии, $\text{Дж}/\text{кг}$; давление, Па ; температура T , К ; t , $^{\circ}\text{C}$.

Первая часть уравнения (16), не содержащая коэффициенты a_j , заимствована из [10]. Дополнительный член с a_j добавлен для повышения точности аппроксимации табличных значений. Система нелинейных уравнений (1)–(3), (15)–(18) решалась на ЭВМ методом Ньютона. Относительная ошибка решения, обусловленная неточностью аппроксимации термодинамических параметров, для воздуха и воды в диапазоне давлений 0,1–90 МПа и температур 293–600 К для расчетных параметров ударных волн в области $8 \leq p_1/p_0 \leq 30$; $2,5 \leq \sigma_1 \leq 27 \text{ кг}/\text{м}^3$ не превышала 0,5% для D_1 , 5,2% — D_2 , 1,6% — p_2/p_1 . В таблице приведены результаты расчета параметров равновесных ударных волн для воздуха и пены с различной концентрацией жидкости.

Обращает внимание значительное отличие параметров ударных волн в пене и газе. Наличие к-фазы приводит к резкому увеличению сжимаемости среды, значительно превышающей сжимаемость чистого газа. Фактически в интенсивных волнах происходит качественное изменение структуры среды: пену за отраженной волной, скорее, следует классифицировать как пузырьковую среду, объемное содержание газа в которой приближается к нескольким процентам. Еще более разительно сравнение сжимаемости газа и газовой фазы в пене при отражении ударной волны. Так, для представленного на фиг. 1 случая достижение равновесного отражения ударной волны должно сопровождаться увеличением плотности газа почти в 500 раз, при этом $\rho_l/\rho_g = 1,82$. Заметим, что в газе при $\gamma = 1,4$ предельное сжатие в отраженной ударной волне составляет $\rho_2/\rho_0 = 21$.

Сравнение результатов расчета при учете и без учета реальных свойств фаз пены показывает, что при давлении на фронте до 1–1,5 МПа ошибка в определении параметров среды лежит в пределах ошибки расчета, обусловленной точностью аппроксимации уравнений состояния (см. таблицу, $p_1/p_0 = 10$). С увеличением интенсивности ударных волн ($p_1/p_0 = 30$) начинают проявляться реальные свойства газовой и к-фазы. Это снижает плотность газа, в то время как плотность жидкости в зависимости от ее температуры может быть как выше, так и ниже «идеальной». При $p_1/p_0 = \text{const}$ уменьшение концентрации жидкости повышает ее температуру. Вследствие этого, несмотря на высокие давления, происходит расширение жидкости. Наложение эффектов уменьшения плотности жидкости и газа приводит, в частности, к наибольшим отклонениям при относительно малых концентрациях жидкости ρ_2 и, как следствие, D_2 от идеального случая (см. таблицу, $\sigma_1 = 2,5 \text{ кг}/\text{м}^3$). Напротив, при больших концентрациях жидкости уменьшение плотности газа и сжатие к-фазы могут не только компенсироваться, но и привести к относительному увеличению плотности двухфазной среды. Как видно из таблицы ($\sigma_1 = 27 \text{ кг}/\text{м}^3$), скорость отраженной ударной волны при этом становится ниже «идеальной».

В целом же в исследованном диапазоне интенсивностей ударных волн и концентраций жидкости относительное отклонение параметров ударной волны с учетом и без учета реальных свойств газовой и к-фазы не превышает 1% для D_1 , 25% — D_2 , 3% — p_2/p_1 . Таким образом, аналитические зависимости (4)–(13) с указанной точностью могут быть использованы для определения равновесных ударных волн в пенах. В отношении падающих ударных волн это подтверждается выполненными экспериментальными исследованиями. С другой стороны, учет реальных свойств сре-

$$p_1/p_0 = 10$$

Свойства компонентов	$\sigma_i, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$D_1, \frac{\text{м}}{\text{с}}$	$\frac{T_1}{T_0}$	ε_1	$\frac{\rho_1}{\rho_0}$	$\frac{\rho_{g1}}{\rho_{g0}}$	$D_2, \frac{\text{м}}{\text{с}}$	$\frac{T_2}{T_0}$	ε_2	$\frac{\rho_2}{\rho_0}$	$\frac{\rho_{g2}}{\rho_{g0}}$	$\frac{p_2}{p_1}$	$\frac{p_{12}}{p_{10}}$
Идеальные	0	1020	2,62	0	3,81	3,81	459	5,75	0	11,3	11,3	6,50	1
»	2,5	529,3	1,15	0,021	8,56	8,72	79,3	1,30	0,148	59,1	69,1	8,96	1
Реальные	2,5	529,0	1,15	0,022	8,65	8,82	81,6	1,31	0,152	58,2	68,5	9,08	0,957
Идеальные	12,5	274,4	1,03	0,110	8,75	9,70	62,1	1,06	0,538	43,0	91,8	9,75	1
Реальные	12,5	274,2	1,03	0,111	8,86	9,85	62,5	1,06	0,544	43,3	93,8	9,89	0,999
Идеальные	27	192,5	1,01	0,215	7,95	9,86	70,6	1,02	0,728	26,9	96,1	9,88	1
Реальные	27	192,3	1,01	0,218	8,05	10,0	71,0	1,03	0,733	27,1	99,0	10,0	1,002

$$p_1/p_0 = 30$$

Свойства компонентов	$\sigma_i, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$D_1, \frac{\text{м}}{\text{с}}$	$\frac{T_1}{T_0}$	ε_1	$\frac{\rho_1}{\rho_0}$	$\frac{\rho_{g1}}{\rho_{g0}}$	$D_2, \frac{\text{м}}{\text{с}}$	$\frac{T_2}{T_0}$	ε_2	$\frac{\rho_2}{\rho_0}$	$\frac{\rho_{g2}}{\rho_{g0}}$	$\frac{p_2}{p_1}$	$\frac{p_{12}}{p_{10}}$
Идеальные	0	1757	5,97	0	5,03	5,03	631	12,3	0	16,3	16,3	6,69	1
»	2,5	916,4	1,44	0,050	19,8	20,8	405,4	1,90	0,459	183	338	21,4	1
Реальные	2,5	916,5	1,45	0,054	19,7	20,8	437,3	1,93	0,438	145	257	21,9	0,826
Идеальные	12,5	475,3	1,09	0,258	20,6	27,4	182,2	1,19	0,898	71,7	696	27,6	1
Реальные	12,5	475,2	1,10	0,262	20,7	27,8	191,5	1,21	0,844	69,7	442	28,2	1,035
Идеальные	27	333,4	1,04	0,444	16,4	28,8	271,3	1,08	0,957	35,3	796	28,8	1
Реальные	27	333,3	1,04	0,449	16,6	29,2	264,7	1,09	0,928	36,1	486	28,8	1,054

ды не дает объяснения наблюдаемому резкому отличию экспериментальных и расчетных данных для отраженных ударных волн.

Причину несоответствия измеренных и расчетных параметров, по-видимому, следует искать в релаксационном характере отражения ударной волны, обусловленном последовательным отражением микрообъемов среды, имеющих различную степень завершенности процессов обмена импульсом и энергией между фазами.

Выход возникающих при этом возмущений на «несшитую» контактную поверхность сопровождается генерированием в сторону отражающей поверхности волны разрежения. Это, в частности, является одной из причин изменения прямоугольного профиля зоны максимального давления в падающей волне на треугольный в отраженной. Влиянием перечисленных факторов на параметры отраженных волн можно пренебречь лишь в том случае, если протяженность зоны равновесных параметров в волне значительно превосходит длину релаксационной зоны. Из таблицы можно оценить максимальные размеры термодинамически равновесных зон за фронтом падающих и отраженных волн. В частности, при длине КНД 5,9 м для $\sigma_1 = 27 \text{ кг/м}^3$ (см. фиг. 1) длина зоны равновесных параметров для проходящей волны $l_1 = 0,35 \text{ м}$, а для отраженной волны $l_2 = 0,16 \text{ м}$. В наблюдаемых волнах зона релаксации как для проходящих, так и для отраженных ударных волн в несколько раз больше расчетных величин пенистой пробки с термодинамически равновесными параметрами, что приводит к тому, что зона термодинамически равновесных параметров отражается не непосредственно от жесткой стенки, а через слой неравновесной двухфазной среды, заключенной в зоне релаксации. В этом случае использование (4)–(13) неправомерно и коэффициенты отражения ударных волн, несмотря на стационарность и равновесность падающих ударных волн, будут ниже расчетных. В то же время, поскольку увеличение длины рабочих каналов ударной трубы приводит к относительному возрастанию зоны равновесных параметров, это должно привести к увеличению давления отражения, что и подтвердилось экспериментами. Вышесказанное свидетельствует о правомерности предлагаемой физической трактовки полученных результатов и указывает на необходимость учета длительности волнового возмущения и профиля давления в релаксационной зоне на параметры отраженных волн в двухфазных средах.

Для более глубокого понимания наблюдаемых явлений необходимо проанализировать влияние релаксационных процессов на формирование и отражение ударных волн в пене.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кудинов В. М., Паламарчук Б. И. и др. Ударные волны в газожидкостных средах пенистой структуры. — ИМ, 1977, т. 13, № 3.
2. Borisov A. A., Gelfand V. E. et al. Shock waves in water foams. — Acta Astronautica, 1978, vol. 5, p. 1027.
3. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Тимофеев Е. И. Особенности распространения ударных волн в пенах. — ФГВ, 1981, № 4.
4. Тимофеев Е. И., Гельфанд Б. Е. и др. Влияние объемной доли газа на характеристики ударных волн в газожидкостной среде. — ДАН СССР, 1983, т. 268, № 1.
5. Krasinski J. S., Khosla A., Ramech V. Dispersion of shock waves in liquid foams of high dryness fraction. — Arch. mech. stosow., 1978, vol. 30, N 4–5.
6. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.
7. Паламарчук Б. И., Вахненко В. А. и др. Влияние релаксационных процессов на затухание ударных волн в водных пенах. — Сб. докладов IV Междунар. симп. по использованию энергии взрыва. Чехословакия, Готвальдов, 1979.
8. Кудинов В. М., Паламарчук Б. И. и др. Параметры ударных волн при взрыве зарядов ВВ в пене. — ДАН СССР, 1976, т. 228, № 3.
9. Черкашин А. В. Пьезоэффект в электретированном винилпласте при динамических нагрузениях. — ФГВ, 1981, № 3.
10. Вукалович М. П. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М.: Mashgiz, 1950.
11. Вукалович М. П., Ривкин С. Л., Александров А. А. Таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара. М.: Изд-во стандартов, 1969.
12. Вассерман А. А., Казавчинский Я. З., Рабинович В. А. Теплофизические свойства воздуха и его компонентов. М.: Наука, 1966.

Поступила 26/XII 1983 г.