

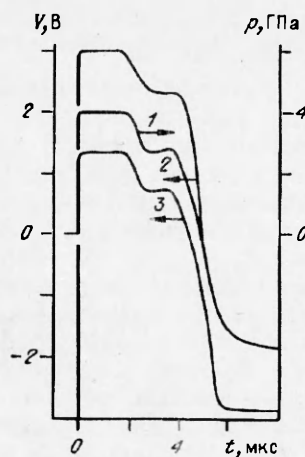
Рис. 5. Сравнение экспериментальных результатов ($p = 4$ ГПа).

1 — экспериментальный профиль давления, полученный манганиновым датчиком; 2, 3 — электрические сигналы ПВДФ датчиков.

датчики продолжают генерировать электрический заряд, но уже противоположной полярности. При этом абсолютные величины сигналов, соответствующие процессам нагрузки и разгрузки, сравнимы между собой.

На основе рассмотренной выше модели вычислены значения параметра f на всех стадиях регистрации динамического импульса. Оказалось, что в случае рис. 5, 2 параметр $f \approx 1$ за все время существования динамического давления. Во втором же случае $f = 0,89$. Это указывает на то, что используемая пьезопленка не обладала достаточной стабильностью от опыта к опыту и в отдельных случаях происходила ее частичная деполяризация во фронте ударной волны. Помимо этого необходимо отметить, что наблюдаемые во всех экспериментах отрицательные значения отклика следует отнести как за счет проявления деполяризации во фронте УВ (если таковая имела место), так и за счет дополнительной деполяризации чувствительных элементов, но уже в разгруженном состоянии.

Авторы выражают благодарность А.П. Курто, предоставившему образцы чувствительных элементов, и А.В. Лебедеву, выполнившему термодинамические расчеты.



ЛИТЕРАТУРА

1. Bauer F. Behavior of Ferroelectric Ceramics and PVF₂ Polymers Under Shock Loading // Proc. of Shock Waves in Condensed Matter. 1981 / Am. Inst. of Physics, 1982. — P. 251—267.
2. Graham R.A., Bauer F., Lee L.M. et al. The Standardized Bauer Piezoelectric Polymer Shock Gauge // Proc. of Shock Waves in Condensed Matter. Elsevier Science Publishers, 1988. — P. 47—50.
3. Bauer F., Graham R.A., Anderson M.U. et al. Response of the Piezoelectric Polymer PVDF to Shock Compression Greater than 10 GPa // Proc. of Shock Compression of Condensed Matter. — 1991. Elsevier Sci. Publ. B.V., 1992. — P. 887—890.
4. Charest J.A., Lynch C.S. A Simple Approach to Piezofilm Stress Gauges // Ibid. — P. 897—900.
5. Антипенко А.Г., Курто А.П., Якушев В.В. Электрические эффекты при ударном сжатии полимерных электретов // Детонация: Матер. II Всесоюз. совещания по детонации. — Черногловка, 1981. — Вып. 2. — С. 118—123.
6. Lynch C.S., Charest J.A. Practical Considerations on the Piezofilm Gauge Technique // Elsevier Sci. Publ. B.V., 1992. — P. 901—904.
7. Паншин Ю.А., Малкевич С.Г., Дунаевская Ц.С. Фторопласты. — Л.: Химия, 1978. — 230 с.
8. Электреты / Под ред. Г. Сесслера. — М.: Мир, 1983. — 486 с.

142432, п. Черногловка,
ИХФ в Черногловке

Поступила в редакцию 15/11 1993,
после доработки — 26/X 1993

УДК 535. 552. 529. 5

А.Б. Британ, Е.И. Васильев, В.А. Куликовский

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОСЛАБЛЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ЭКРАНОМ ИЗ ПЕНЫ

В одномерной постановке рассматривается задача о распаде разрыва в вертикальной ударной трубе при наличии в канале газозвеси из водяных капель. Подобный подход используется для численного моделирования условий физического эксперимента в ударной трубе, содержащей экран из пены. Обсуждаются динамика волновых процессов прохождения

© А.Б. Британ, Е.И. Васильев, В.А. Куликовский, 1994.

ударной волны через экран, демпфирующие свойства экрана и механизм затухания ударной волны в пене. Проводятся сопоставления расчетных эпюр давления с результатами измерений.

Водовоздушные пены используют при пылеподавлении и демпфировании ударных волн (УВ) в угольных шахтах [1], при локализации технологического процесса сварки взрывом [2], в качестве защитного покрытия во взрывных камерах [3]. Преимущества пены в сравнении с жесткими экранами не реализованы в полной мере на практике из-за отсутствия ясных представлений о механизме взаимодействия пены с УВ или фронтом детонации [4]. Систематическое исследование этого вопроса только начинается и в основном ориентировано на эксперименты двух типов: испытания пенной защиты на полигонах и в шахтах [1] и лабораторные опыты во взрывных камерах и ударных трубах [3, 4].

Результаты натурных испытаний сложны в интерпретации из-за присутствия в потоке горячих продуктов реакции и сильной турбулизации течения в ближней зоне. В ударной трубе подобные эффекты отсутствуют, течение близко к одномерному и легко варьируются параметры эксперимента. Возможность изменять в широких пределах начальный состав среды, интенсивность и продолжительность положительной фазы сжатия представляется особенно важной, так как указанные параметры влияют на динамику УВ в пене [5].

В лабораторных условиях удастся обеспечить высокую повторяемость структурных характеристик пены и последовательно усложнять задачу: от опытов с химически инертными водовоздушными пенами до изучения в пене детонации [4]. При таком подходе появляется возможность создания на основе эксперимента адекватной математической модели явления, учитывающей основные процессы в пене и на ее границах. С повышением интенсивности УВ и с переходом к детонации наряду с эффектами разрушения пены на капли, ускорением капель и их испарением становятся существенными химические реакции, в которых принимают участие также продукты разложения пены. Сведения по этим вопросам в литературе ограничены. В публикациях часто не приводятся данные о составе и дисперсности пены, поэтому трудно сравнить результаты, полученные в разных лабораториях. Для интерпретации эксперимента в большинстве случаев используют упрощенное представление пены в виде псевдогаза с эффективным показателем адиабаты [6]. Такой подход иногда позволяет рассчитать равновесные параметры за проходящей волной, но не описывает релаксационную зону и условия на стенке трубы, защищенной пеной.

Цель данной работы — анализ возможностей использования так называемой газок капельной модели для численного исследования процессов взаимодействия УВ с пенным экраном. Считалось, что пена состоит из смеси газа и крупных капель (газовзвесь), а также из «пыли» — мелких водяных капель, которые находятся в скоростном и температурном равновесии с газом. Двухфазный поток, близкий к модельному, на практике образуется за фронтом УВ в пене, и правомерность газок капельного описания невозможной пены заранее не очевидна.

Расчетная методика проверялась на известных эффектах, отмеченных ранее в экспериментах с пеной различными авторами. К их числу относятся способность пены поглощать часть энергии за фронтом ударных или взрывных волн [2] и растяжение пенного экрана волной разрежения [5]. В работе оба эффекта моделировались с помощью численного расчета. Сопоставлены также расчетные эпюры давления с экспериментальными данными [5].

Рассмотрены числа Маха ударной волны $M = 1,12 \div 1,5$ (здесь $M = D/a_0$, где D и a_0 — скорость УВ и скорость звука в воздухе), которые ранее практически не изучались, так как выходят за пределы акустики пен [7, 8] и отличаются от интенсивности скачка в ближней зоне взрывных волн [2]. Демпфирование слабых волн пеной представляет интерес для экологии, при изучении последствий действия взрыва на биологические объекты в дальней зоне взрывной волны.

Газокапельная модель пены. Рассматривалось одномерное нестационарное течение в трубе газокапельной смеси, состоящей из трех компонентов:

1) совокупность дискретных жидких сферических капель, характеризующихся положением x_k , массой m , скоростью v и температурой T_k ;

2) совершенный газ с постоянной теплоемкостью, с плотностью ρ_g , давлением p_g , скоростью u и температурой T_g ;

3) «пыль» — сплошная среда, представляющая собой совокупность мелких капель, которые находятся в скоростном и температурном равновесии с газом и характеризуются объемной плотностью ρ_p .

Перечисленные параметры изменяются по пространству и времени, причем для описания капель используется лагранжево представление (лагранжева координата ξ — начальное положение капель), а для описания газа и пыли — эйлерово представление (x — координата вдоль трубы).

Эволюция крупных капель рассчитывается в приближении невзаимодействующих между собой частиц:

$$\frac{d}{dt} x_k = v, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} m = j_0 + j_1, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} mv = f_0 + j_0 v + j_1 u, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{v^2}{2} + mcT_k \right) = f_0 v + \kappa + j_0 \left(\frac{v^2}{2} + cT_k \right) + j_1 \left(\frac{u^2}{2} + cT_g \right). \quad (4)$$

В (2) учитываются два механизма массообмена: j_0 — обдирка (срыв пыли набегающим потоком с поверхности капли) и j_1 — осаждение на каплю пыли, попадающей в «протектор» капли, в (3) — сила трения f_0 между газом и каплей, в уравнении энергии — теплообмен κ , обусловленный отличием температуры газа и капли.

В (1)–(4), а также ниже используются следующие обозначения: c, ρ_f, σ, μ — теплоемкость, плотность, коэффициент поверхностного натяжения и вязкость жидкости; R, c_v, λ — газовая постоянная, теплоемкость и теплопроводность газа; d — диаметр капли ($m = \pi \rho_f d^3 / 6$); предполагается, что величины, входящие в правые части уравнений (1)–(4), записываются следующим образом:

$$j_1 = 0,25\pi d^2 \rho_p |u - v|, \quad f_0 = 0,125\pi d^2 \rho_g C_d |u - v|(u - v).$$

Коэффициент сопротивления C_d выражается через число Рейнольдса $Re = \rho_g d |u - v| / \mu$ по формулам

$$C_d = \begin{cases} 24,0/Re, & Re \leq 0,49, \\ 27,0 \cdot Re^{-0,834}, & 0,49 \leq Re \leq 80, \\ 0,27 \cdot Re^{0,217}, & 80 \leq Re \leq 1000, \\ 2,0, & 1000 \leq Re. \end{cases}$$

Пыль с капель срывается только при числе Вебера We больше критического We_c , причем κ в условиях срыва пренебрегаем:

$$j_0 = \begin{cases} 0, & We \leq We_c, \\ -k\sqrt{0,125d^3 |u - v| \rho^{1/3}}, & We \geq We_c, \end{cases}$$

$$\kappa = \begin{cases} \lambda \pi d \text{Nu} (T_g - T_w), & \text{We} \leq \text{We}_c, \\ 0, & \text{We} > \text{We}_c. \end{cases}$$

В последних выражениях $\text{We} = \rho_g d(u - v)^2 / \sigma$, $\text{We}_c = \sqrt{0,5 \text{Re}}$, $\text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}$.

Число Прандтля для воздуха принимаем $\text{Pr} = 0,708$, константа Энгель k — размерная величина и ее значение в системе СИ лежит в диапазоне от 1,3 до 1,9.

Для описания поведения газа и пыли используются следующие уравнения, где $\rho = \rho_g + \rho_p$ — суммарная плотность газа и пыли, а обозначения g_2 , g_3 и g_4 — правые части уравнений (4), (3), (2) для капель соответственно:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_p + \frac{\partial}{\partial x} \rho_p u = -n g_2, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_g + \frac{\partial}{\partial x} \rho_g u = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho u + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u^2 + p_g) = -n g_3, \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho e + \frac{\partial}{\partial x} (\rho e + p_g) u = -n g_4. \quad (8)$$

Равновесную смесь совершенного газа и пыли можно считать совершенным газом с переменным показателем адиабаты γ , который зависит от местных плотностей газа и пыли:

$$\gamma = 1 + \frac{\rho_g R}{\rho_g c_v + \rho_p c}.$$

При этом выражение для объемной плотности энергии газа и пыли пишется, как для совершенного газа:

$$e = \frac{u^2}{2} + \frac{p_g}{\rho(\gamma - 1)}.$$

Концентрация n в правых частях уравнений (5) — (8) определяется по начальной концентрации капель $n_0(\xi)$ и их текущему положению: $n = n_0 \partial \xi / \partial x$.

Для решения уравнений необходимо задать начальные условия для газа, а также для пыли $\rho_{p,\infty}$ и для частиц m_∞ и n_∞ . Однако удобнее задавать начальное распределение диаметра частиц и размазанной плотности жидкости капель $\rho_{k,\infty}$. Выражения для массы m и концентрации n имеют вид

$$m = \rho_f \pi d^3 / 6, \quad n = \rho_k / m.$$

Численное решение системы (1) — (8) осуществлялось лагранжево-эйлеровым методом, основанным на монотонной разностной схеме второго порядка для уравнения Эйлера [9]. Метод представляет собой одну из модификаций схемы Годунова, которая подробно обсуждается в [9, 10]. Источниковые члены в (5) — (8) аппроксимировались со вторым порядком точности неявным образом по газодинамическим параметрам. При этом значения лагранжевых переменных рассчитывались с использованием неявной центрально-разностной схемы с полуцелым шагом по времени. Разведение эйлеровых и лагранжевых переменных на разные временные шаги значительно сокращает объем вычислений при итерациях [10].

Полученные результаты и обсуждение. Задача о распаде разрыва решалась для ударной трубы [5], у которой длина канала $L = 1,44$ м и длина камеры высокого давления (КВД) $l = 0,3$ м. При атмосферном давлении в канале давление воздуха в КВД 4,35 атм. Положение диафрагмы, отделяющей камеру от канала, в расчетах совпадало с началом координат расчетной области, а в одном из вариантов — с границей пенного экрана, высота

которого $h = 23$ см. В другом варианте пенный экран устанавливался на расстоянии 27 см от диафрагмы. Кроме того, в расчетах рассматривалось течение в трубе без пены. Полученные результаты сравнивались между собой с точки зрения влияния экрана на прохождение ударной волны по трубе. Расчетные варианты совпадали с условиями экспериментов [5], поэтому экспериментальные осциллограммы давления, полученные в различных точках трубы, сравнивались с данными численного моделирования.

Пена моделировалась газокapельной смесью со средней плотностью 50 кг/см^3 . Для опытов в вертикальной ударной трубе существен эффект вытекания жидкости из пены в процессе подготовки эксперимента (синерезис пены). Согласно [5], синерезис приводит к формированию продольного градиента плотности в пенном экране, который в расчетах моделировался путем задания начального распределения ρ_x , d и $\beta = \rho_p/\rho_x$ по высоте пенного столба:

$\rho_x, \text{ кг/м}^3$	105	65	45	30	22	17	13	11	8	6	4
$d, \text{ мкм}$	200	400	400	400	400	400	400	400	400	400	400
β	0,01	0,05	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09

Газокapельная модель пены — составная часть пакета прикладных программ "Труба", который применялся для расчета волновых процессов в бездиафрагменной ударной трубе сложной геометрии [11]. В пакете предусмотрена возможность графического представления расчетных эпюр давления и температуры в различных сечениях трубы, а в качестве аналога волновой диаграммы — изолиний плотности $\rho_g(x, t)$ [11].

Для вычислений использовалась сетка из 348 эйлеровых ячеек (две ячейки в сантиметре) и 100 лагранжевых узлов в пределах пенного экрана. Время расчета одного варианта занимало ~ 40 мин для ПЭВМ типа IBM AT 396/387.

Волновая диаграмма течения в трубе без экрана приводится на рис. 1. В соответствии с известными представлениями о процессе начальная стадия течения при $t < 2,3$ мс определяется движением по каналу УВ и контактного разрыва. Волна разрежения начинает влиять на горячую пробку газа только на следующей стадии, когда контактный разрыв догоняет характеристика первого семейства, идущая вправо из точки отражения хвоста волны разрежения. Вторая стадия заканчивается в момент отражения УВ от торцевой стенки канала, а третья связана с нестационарным взаимодействием волны разрежения с контактным разрывом и отраженной волной.

С приходом волны разрежения на торцевую стенку канала роль волны разрежения становится определяющей по всей длине трубы. Условия на торце формируются отраженной ударной волной только на начальной стадии течения.

На рис. 2, а демонстрируется волновая диаграмма течения в трубе с пенным экраном, установленным на диафрагме. Появление экрана уменьшает скорость ударной волны, которая, однако, постепенно ускоряется за счет снижения плотности пены вдоль экрана. Внешняя граница экрана перемещается вслед за волной с нарастаю-

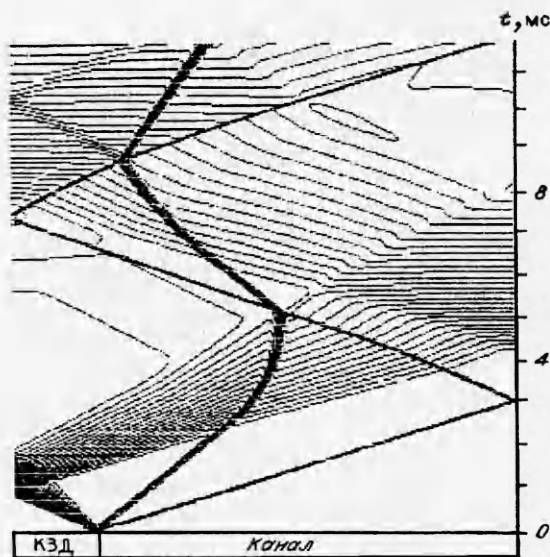


Рис. 1. Волновая диаграмма течения в ударной трубе без пены.

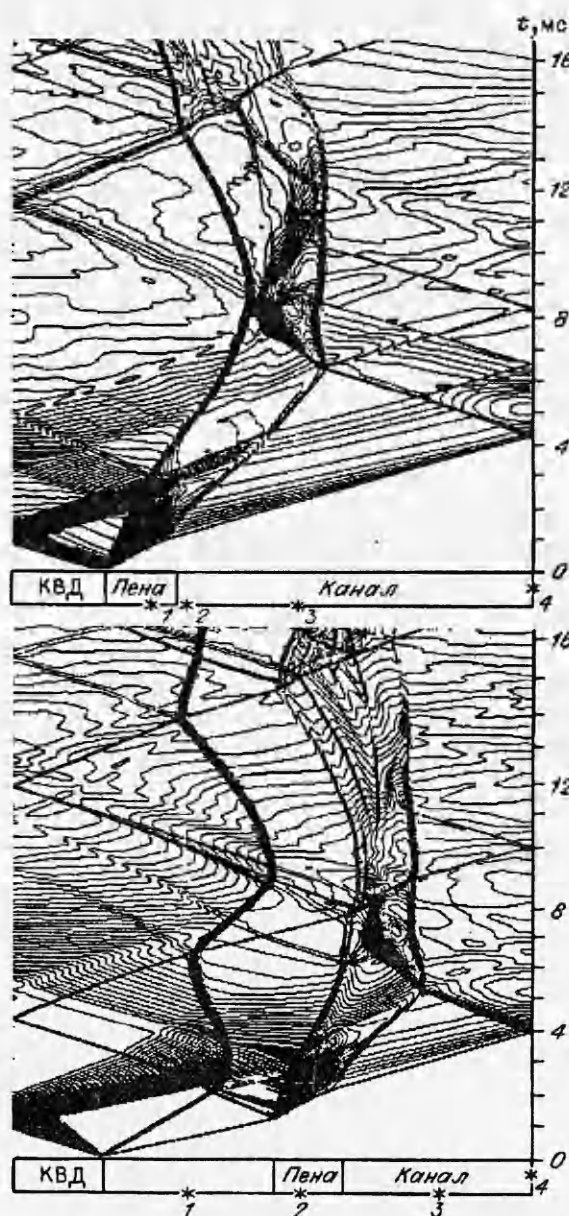


Рис. 2. Волновая диаграмма течения.

a — экран расположен на диафрагме; *б* — «подвешен» в канале на расстоянии от диафрагмы; 1–3 — положение датчиков.

щей скоростью и излучает волны сжатия, усиливающие воздушную УВ по всей длине канала.

При $t < T \approx 2L/a_0$ (где a_0 — скорость звука в воздухе) условия в канале полностью зависят от взаимодействия ударной волны с пенным экраном. При $t \geq T$ экран тормозится волной разрежения, а при $t \geq 5$ мс повторные отражения волны разрежения от торца КВД практически останавливают левую границу пены.

На следующей стадии течения происходит растяжение экрана за счет различия скоростей его границ. Перемещение пены по каналу прекращается примерно в средней части трубы, в момент столкновения с отраженной УВ, с приходом которой на левую границу экрана наблюдается его растяжение в сторону КВД.

Волновая диаграмма для следующего варианта течения в трубе с экраном (рис. 2, б) в целом согласуется с предыдущим случаем. Небольшие отличия проявляются только в начальной стадии, когда волна разрежения отражается от левой границы экрана и

активно взаимодействует с контактным разрывом в газе. В процессе движения за падающей ударной волной экран испытывает растяжение и достаточно быстро останавливается отраженной УВ. Повторные отражения волны разрежения от левой границы экрана при $t > 10$ мс приводят к смещению границы пены в сторону КВД. Как и в предыдущем случае, максимальное перемещение экрана по каналу в сторону торцевой стенки не превышает половины начального расстояния от экрана до торца.

Суммируя данные рис. 2, отметим, что процессы, регулирующие динамику пенного экрана в канале, сводятся к растягивающим усилиям в волне разрежения, а также к сжатию и перемещению экрана вслед за падающей УВ. Нестационарные эффекты внутри экрана определяются переменной плотностью по длине пенного столба.

Демпфирующие свойства экрана. Полученные результаты позволяют проанализировать влияние экрана на амплитуду и профиль давления за УВ.

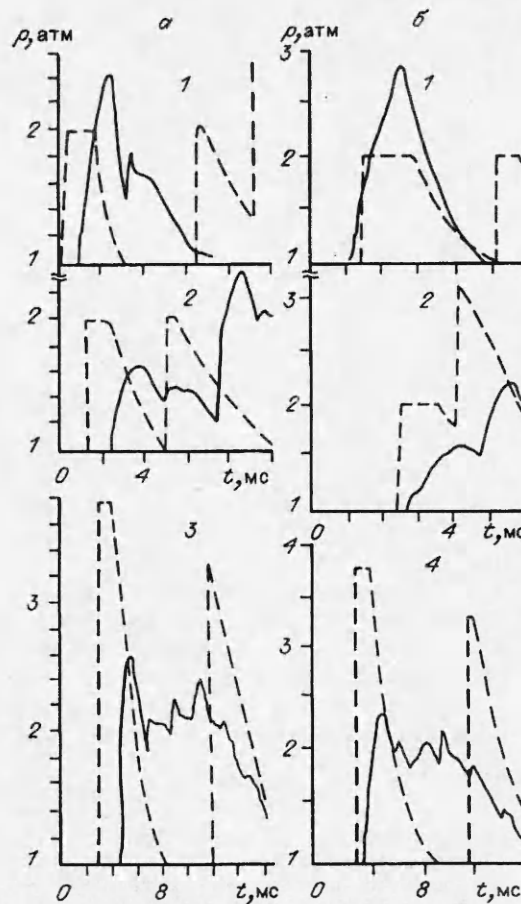
Рис. 3. Расчетные эпюры давления для условий на рис. 2, а и б.

--- — расчет; 1-3 — данные для датчиков 1-4 (положение датчиков см. на рис. 2).

Из расчетных эпюр давления на рис. 3 видно, что интенсивность ударной волны в пене возрастает примерно вдвое по сравнению с УВ в канале без экрана. Усиление ударных волн в пене, связанное с процессами обмена импульсом между газом и каплями, ранее отмечалось в [5, 12]. В качестве определяющего параметра в [12] предлагалось использовать геометрический фактор $L = h/l$, который при $L > 1$ предсказывал усиление УВ, а в противном случае — ее ослабление. Результаты данной работы согласуются с подобным подходом. Отметим также, что давление в пене из-за прихода волны разрежения не успевает выйти на равновесный уровень $\approx 3,5$ атм, а демпфирующие свойства экрана проявляются в полной мере при выходе УВ из пены в воздух. Давление на боковой стенке и скорость ударной волны в воздухе примерно вдвое ниже, чем в случае без экрана. Эффект запаздывания момента прихода УВ в измерительные сечения правее экрана отчетливо виден на всех эпюрах.

Профиль давления в сечении 2 (см. рис. 3) в основном определяется расстоянием данного сечения от торца трубы. Начальное положение экрана относительно измерительного датчика в данном случае не играет значительной роли. С точки зрения воздействия УВ на датчик в торце трубы расстояние экрана до торца более существенно. По данным рис. 3, б суммарный импульс давления на торце несколько ниже ($\sim 10\%$), чем в предыдущем случае (см. 3, а (3)). Траектории соответствующих возмущений, последовательно нагружающих торцевую стенку в зазоре между движущимся экраном и торцом, отчетливо видны на рис. 2.

Для оценки достоверности результатов расчетные эпюры давления сравнивались с экспериментальными осциллограммами, полученными в [5]. Для измерительных сечений, расположенных между экраном и диафрагмой трубы (рис. 4, 1) и внутри экрана (рис. 4, 2), согласие эксперимента с расчетом можно считать удовлетворительным. Расхождение с экспериментом наблюдается в пределах релаксационной зоны для датчика в пене и в значительной части сигнала с датчика на торце. Поскольку устранить указанные различия варьированием начальных условий задачи не удалось, возникает необходимость уточнить воздушно-капельную модель пены. Проще всего учесть полидисперсность пены, используя в расчетах функцию распределения нескольких видов. Известны также подходы для описания теплообмена и испарения капель за ударной волной [4, 13].



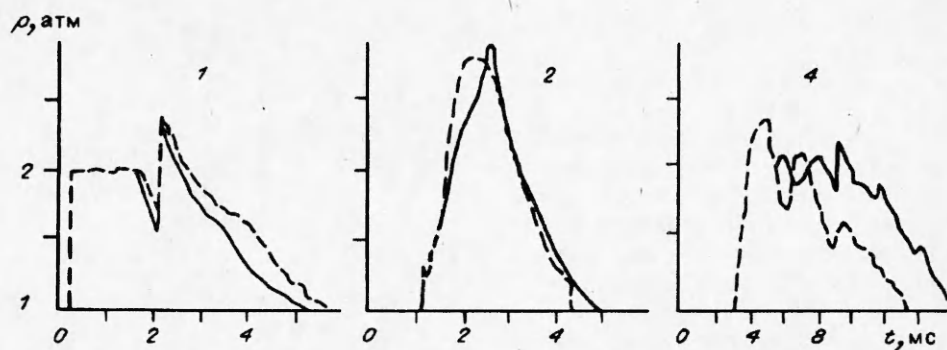


Рис. 4. Сопоставление расчетных (—) и экспериментальных (---) эпюр давления для датчиков 1, 2 и 4 (условия расчета соответствуют рис. 2).

Для уточнения модели нужно выяснить механизмы разрушения пены. Поскольку в ударной трубе пена нагружается последовательностью импульсов давления, отличающихся по форме, амплитуде и полярности, в градиентном поле волны разрежения может проявляться известный эффект необратимой потери сплошности среды [14]. Чтобы уменьшить расхождение результатов расчета и эксперимента на рис. 4, 23, требуется ввести в модель эффективное время каплеобразования и более точно описать поведение газозвеси в волне разрежения.

Авторы выражают благодарность В.А. Левину за поддержку работы и полезные обсуждения результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Роменский Л.П. Пена как средство борьбы с пылью. — Киев, 1976.
2. Умнов А.Е., Голик А.С., Палеев Д.Ю. и др. Предупреждение и локализация взрывов в подземных условиях. — М.: Недра, 1990. — 286 с.
3. Конон Ю.А., Первухин Л.Б., Чудновский А.Д. Сварка взрывом / Под ред. В.М. Кудинова. — М.: Машиностроение, 1987.
4. Фролов С.М., Гельфанд Б.Е. К вопросу о подавлении детонации завесами и пенами // ФГВ. — 1991. — 27, № 6. — С. 116—124.
5. Британ А.Б. Прохождение ударной волны по защитному экрану из пены // ТВТ. — 1993. — № 3. — С. 43—47.
6. Гельфанд Б.Е., Губанов А.В., Тимофеев Е.И. Расчет параметров нестационарных ударных волн в двухфазной среде // ФГВ. — 1981. — 17, № 5. — С. 139.
7. Вафина Ф.И., Гольдфарб И.И., Шрейбер И.Р. О результатах одного эксперимента по измерению скорости звука в пене // Акустический журнал. — 1992. — 38, вып. 16. — С. 5—11.
8. Оренбах З.М., Шушков Г.А. Экспериментальное определение акустических характеристик газожидкостной смеси пенной структуры // Акустика неоднородных сред. — Новосибирск: ИГиЛ, 1991. — № 100. — С. 170—175.
9. Васильев Е.И. Монотонная схема повышенной точности для решения двумерных нестационарных уравнений Эйлера на подвижных сетках на основе метода Годунова: 7-й Всесоюз. съезд по теоретической и прикладной механике. — М., 1991.
10. Васильев Е.И. Монотонная модификация схемы Годунова второго порядка точности по пространству и времени для квазиодномерных нестационарных уравнений газовой динамики // Математическое моделирование в задачах механики и управления. — Волгоград, 1990. — С. 84—95.
11. Британ А.Б., Васильев Е.И., Митичкин С.Ю. Волновые процессы в ударной трубе переменного сечения // ТВТ. — 1992. — № 6.
12. Гельфанд Б.Е., Губанов А.В., Тимофеев Е.И. Взаимодействие воздушных ударных волн с пористым экраном // Изв. АН СССР, МЖГ. — 1983. — № 4. — С. 79—84.
13. Британ А.Б., Корценштейн Н.М. Испарение капель за ударными волнами в сухой пене // ПМТФ. — 1993. — № 4. — С. 32—38.

420062, г. Волгоград,
Волгоградский государственный
университет

Поступила в редакцию 12/X 1992,
после доработки 5/III 1993