

кому снижению энерговыделения на моль окислителя, и детонация — волна сжатия с зоной химической реакции ее поддерживающей — перестает существовать.

В заключение сформулируем основные выводы.

Химическая реакция может распространяться внутри инертной пористой среды, частицы которой покрыты пленкой жидкого углеводородного горючего, а объем пор заполнен газообразным окислителем, как в режиме детонации с $D = 400 \div 1200$ м/с, так и в режиме дозвукового горения с $D = 80 \div 300$ м/с. Последний случай реализуется в узкой зоне начальных параметров мелкодисперсных сред при высокой концентрации горючего. Режимов горения с более низкой скоростью в такой среде не существует.

Экспериментальная область существования газопленочной детонации в пористой среде для углеводородно-кислородных смесей на плоскости $p_0 - \alpha$ лежит внутри области, ограниченной линией богатого предела по окислителю $\nu = 8$, прямой нижнего предела по давлению $p_0 = p_{0g}^*$ (где p_{0g}^* можно вычислить по критерию $Re = 30$) и прямой максимального содержания горючего в пористой среде $\alpha = \alpha_{max}$ (когда поры все еще связаны между собой, $\alpha_{max} \lesssim \varphi$).

Разбавление кислорода азотом резко сужает область существования детонации вплоть до ее полного исчезновения при использовании в качестве окислителя воздуха.

Измерение конечного после реакции давления в системе свидетельствует, что одновременно с изменением начального давления и концентрации горючего меняются суммарное уравнение химической реакции и полнота сгорания исходной гетерогенной смеси.

Работа выполнена по гранту Института гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лямин Г. А. Гетерогенная детонация в жесткой пористой среде // ФГВ.— 1984.— 20, № 6.— С. 134—138.
2. Лямин Г. А., Пинаев А. В. Влияние свойств горючего на параметры гетерогенной детонации в пористой среде // Динамика сплошной среды.— Новосибирск.— 1988.— Вып. 88.— С. 95—101.
3. Лямин Г. А., Пинаев А. В., Лебедев А. С. Пьезоэлектрики для измерения импульсных и статических давлений // ФГВ.— 1991.— 27, № 3.— С. 94—103.
4. Щетинков Е. С. Физика горения газов.— М.: Наука, 1965.
5. Дубовкин Н. Ф. Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания.— М.; Л.: Госэнергоиздат, 1962.
6. Пинаев А. В., Лямин Г. А. Основные закономерности дозвукового и детонационного горения газов в инертных пористых средах // ФГВ.— 1989.— 25, № 4.— С. 75—85.
7. Фролов С. М., Гельфанд Б. Е., Тимофеев Е. И. Взаимодействие пленки жидкости с высокоскоростным газовым потоком за ударной волной // Там же.— 1984.— 20, № 5.— С. 107—114.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 29/VIII 1991

УДК 532.552.529.5; 533.6.011.72

А. Б. Британ, И. Н. Зиновик, В. А. Левин

РАЗРУШЕНИЕ ПЕНЫ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

Исследованы поведение давления и процесс разрушения полиэдрической пены в ударных волнах. Разрушение пены в ударной трубе фотографировалось с помощью искровой подсветки. В результате опытов измерены характерные времена разрушения каналовой структуры пены и проведено сравнение с расчетными данными.

Применение взрывов в промышленных технологиях приводит к необходимости надежной защиты окружающей среды от вредных послед-

ствий. В качестве такой защиты, эффективно ослабляющей энергию взрывной волны, могут служить экраны из водовоздушной пены [4]. Динамика ударных волн (УВ) в пенах достаточно подробно изучалась экспериментально [2] и рассчитывалась в рамках модели термодинамического и скоростного равновесия за фронтом [3]. В численных расчетах [4] пена моделировалась смесью газа и капель, которые нагревались и ускорялись в УВ. Нестационарный характер начальной стадии движения частиц пены за фронтом отмечался в работе [5].

Сопоставление расчетных данных с экспериментом показало, что равновесная модель пены удовлетворительно описывает зависимость давления за фронтом от скорости падающей волны в пене, плотность которой $\geq 5 \text{ кг/м}^3$ [3]. Анализ структуры волны связан с учетом скоростной неравновесности между жидкой и газовой компонентами, испарения капель и других процессов [4]. Отсутствие сведений о кинетике релаксации в УВ в пене делает необходимым введение в модель формального параметра, корректирующего величину показателя адиабаты среды, обеспечивающего согласование с экспериментом [3]. При моделировании пены смесью газа и капель требуется задание параметров капель (массовой доли, дисперсности), которые заранее не известны.

В связи со сказанным представляется важным исследование динамики разрушения пены и формирования газок капельного потока за УВ. В данной работе наряду с измерением давления фотографировался процесс распространения УВ в сухой пене со средней плотностью $\rho \approx 4 \text{ кг/м}^3$.

Методика эксперимента. Конструкция ударной трубы с внутренним диаметром 52 мм с прозрачным каналом длиной 144 мм из полированного плексигласа подробно обсуждалась в [6]. Длина камеры высокого давления (КВД) составляла 80 см. Осциллограммы давления, измеренного миниатюрными пьезодатчиками [6], установленными в боковой стенке трубы (в фиксированных сечениях S_1, S_2, S_3, S_4 канала на расстоянии 54; 37; 25,5 и 14 см от торцевой стенки соответственно) и в торце регистрировались цифровыми осциллограммами С 9-8, соединенными интерфейсом с ПЭВМ IBM/AT/286. Согласующим элементом между датчиком и усилителем осциллографа служили истоковые повторители на полевых транзисторах КП 303А. Коэффициент чувствительности пьезодатчика при собственной емкости 910 пФ составлял 300 мВ/Па. Постоянная времени регистрирующей системы обеспечивает проведение измерений нестационарного давления без искажений в течение $\approx 10 \text{ мс}$.

Для устранения эффекта снижения сопротивления датчика при контакте чувствительного элемента с жидкостью корпуса датчиков изолировались от пены тонкой лавсановой пленкой. Сигналы давления, записанные в памяти ПЭВМ в цифровом виде, обрабатывались с помощью стандартной программы «Дигискон». Давление воздуха в КВД варьировалось от 1,5 до 9 атм при атмосферном давлении p_0 в канале. В качестве диафрагм применялся листовой лавсан толщиной 20 мкм, сложенный в несколько слоев для изменения прочности на разрыв.

Пену готовили с использованием водного раствора алкилсульфата натрия (поверхностное натяжение $\sigma \approx 0,03 \text{ Н/м}$). Вязкость и плотность раствора и воды совпадали. Пена создавалась барботированием воздуха через слой раствора высотой $\approx 1 \text{ см}$, покрывающий торцевую стенку канала. При диаметре отверстия в торце $\sim 0,5 \text{ см}$ скорость роста слоя пены в канале не превышала $0,5 \text{ см/с}$. Объемная доля жидкости в свежеприготовленной пене $\epsilon_0 = 2,63 \cdot 10^{-3}$, точность измерения $\pm 15 \%$.

После барботирования остатки раствора на дне канала удалялись. Промежуток времени между окончанием заполнения капала пеной и разрывом диафрагмы составлял $\sim 30 \text{ с}$. Поскольку длина участка формирования постоянной скорости УВ в воздухе не превышала ~ 6 калибров канала [6], высота пенного слоя h могла увеличиваться до 100 см. Процесс приготовления пены и высота h контролировались визуально через прозрачные стенки трубы.

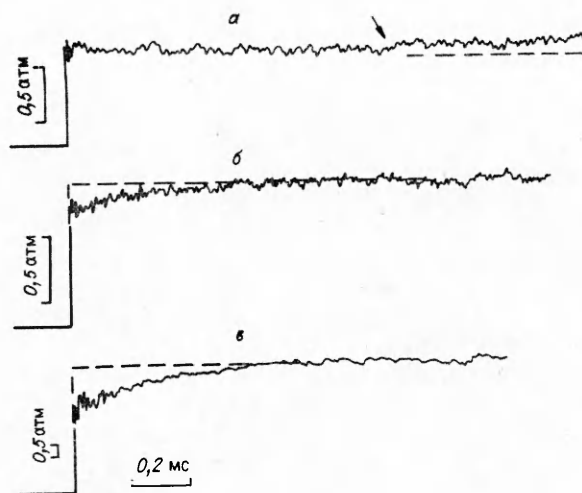


Рис. 1. Осциллограммы давления в сечениях канала S_1 (а), S_3 (б) и на торцевой стенке (в) при $h \approx 40$ см. Штриховые линии — профиль давления за ударной волной в воздухе.

Фотоприставка ПЗФ с камерой «Зенит ТТЛ» использовалась для макросъемки с различным увеличением на фотопленку Изопанхром (тип 39). Съемка в статических условиях проводилась с обычной подсветкой. В режиме синхронизации момента съемки с приходом УВ в измерительное сечение применялся метод открытого затвора и импульсная подсветка от искрового разрядника (длительность вспышки ≈ 2 мкс). Линия задержки в системе поджигания позволяла плавно регулировать промежуток времени T между приходом УВ к запускающему датчику и вспышкой разрядника; в качестве управляющего элемента в линии задержки использовался ламповый генератор прямоугольных импульсов Г5-15.

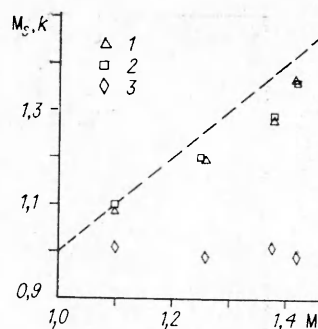
Излучение разрядника в объем канала фокусировалось через прозрачные стенки сферическим зеркалом и линзой с фокусным расстоянием ~ 10 см. Контрольное фотографирование различных сечений пенного слоя показало, что разрушение пены из-за вытекания из нее жидкости под действием силы тяжести (синерезис пены [7]) начиналось через ~ 10 мин после окончания напуска. Разрушения пенных ячеек за более короткие промежутки времени не обнаружено.

Параметры ударных волн в сухой пене. Многочисленные исследования в дисперсных системах дают представление о свойствах течения газа с предварительно подмешанными твердыми частицами или каплями [8]. Эксперименты с пеной позволяют включить в рассмотрение практически важные процессы разрушения пены и формирования за УВ воздушнокапельной среды, эффективно поглощающей энергию набегающего потока.

Нестабильность и склонность пен к синерезису приводят к образованию поперечных неоднородностей и пустот в пенном слое, искажающих форму УВ в горизонтальных ударных трубах [9]. Существование градиента плотности в вертикальных слоях влажной ($\rho \approx 50$ кг/м³) пены сопровождается непрерывным ростом давления за фронтом при движении УВ вниз по каналу [6]. Отмеченные особенности, характерные для влажных пен, в опытах с сухой пеной практически не изучались, поэтому в данной работе значительное внимание уделялось анализу параметров потока и измерению давления в УВ.

Полученные осциллограммы давления сравниваются с осциллограммами для воздуха на рис. 1. При высоте пенного слоя $h = 40$ см измерительное сечение S_1 располагалось выше уровня пены, и наряду с давлением в падающей на слой волне датчик фиксирует слабый скачок давления за возмущением, отраженным от границы пены (отмечен стрелкой на рис. 1, а). Область релаксации как в проходящей волне, так и в волне, отраженной от торца трубы, разделяет лидирующий скачок от зоны с постоянным давлением p_1 , p_2 (для проходящей и отра-

Рис. 2. Число Маха лидирующего скачка давления, измеренное на базе S_2-S_3 (1) и S_3-S_4 (2) и отношение измеренной амплитуды скачка в пене к амплитуде УВ в воздухе (k) при фиксированной скорости v_3 (3) (штриховая линия — зависимость $M_s = M$).



женной волны соответственно), которое совпадает с величиной давления в воздухе. Профиль давления на торце не содержит характерного пика, отмечавшегося ранее во влажных пенах [2]. Появление пика за отраженной волной объяснялось в [2] тем, что влажные пены, в отличие от сухих, сжимаются падающей волной до состояния, близкого к пузырьковой среде. Профиль давления на торце в этом случае формируется в соответствии с особенностями сжатия в потоках пузырьковой жидкости [10].

Лидирующий скачок давления (называемый предвестником, если волна имеет дозвуковую относительно газа пузырьков скорость [2]) в опытах с сухой пеной распространялся с постоянной скоростью v_s (рис. 2; точки, приведенные на рис. 2 и 3, получены осреднением результатов пяти опытов). Погрешность измерений v_s , выполненных на двух базах S_2-S_3 и S_3-S_4 по осциллограммам давления, не превышала $\pm 2\%$. Значения числа Маха лидирующего скачка в пене M_s и падающей на слой УВ в воздухе M , приведенные на рис. 2, получены нормировкой соответствующей скорости на величину $a_0 = 345$ м/с, равную скорости звука в воздухе.

Результаты сопоставления амплитуды скачка с амплитудой УВ в воздухе при фиксированном значении числа Маха $M = M_s$ показаны на рис. 2, 3. Видно, что с учетом погрешности калибровки использованных датчиков давления ($\sim 6\%$) [6], амплитуда скачка совпадает с расчетной амплитудой УВ в воздухе. Следовательно, параметры газа непосредственно за лидирующим скачком волны в пене можно рассчитывать по скорости скачка, пользуясь соотношениями Рэнкина — Гюгонио для воздуха.

На рис. 3 сопоставляется давление в конце релаксационной зоны с давлением в воздухе для падающей ($\delta_1 = (p_1 - p_0)/p_0$) и отраженной ($\delta_2 = (p_2 - p_0)/p_0$) ударных волн в пене. Точки 4, 6, полученные ранее в опытах с влажной сферической пеной средней плотности ~ 50 кг/м³, демонстрируют эффект усиления давления при преломлении волны в пену, который в сухой пене отсутствует. Уровень давления за фронтом

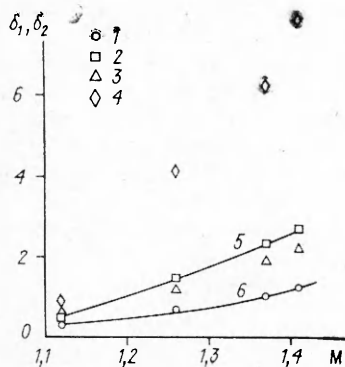


Рис. 3. Максимальное давление в падающей волне (1), (3) (измеренное в сечении S_2) и на торцевой стенке (2), (4) в сухой и влажной пене соответственно; $h \approx 40$ см (5, 6 — расчетное давление за отраженной и падающей волной в воздухе).

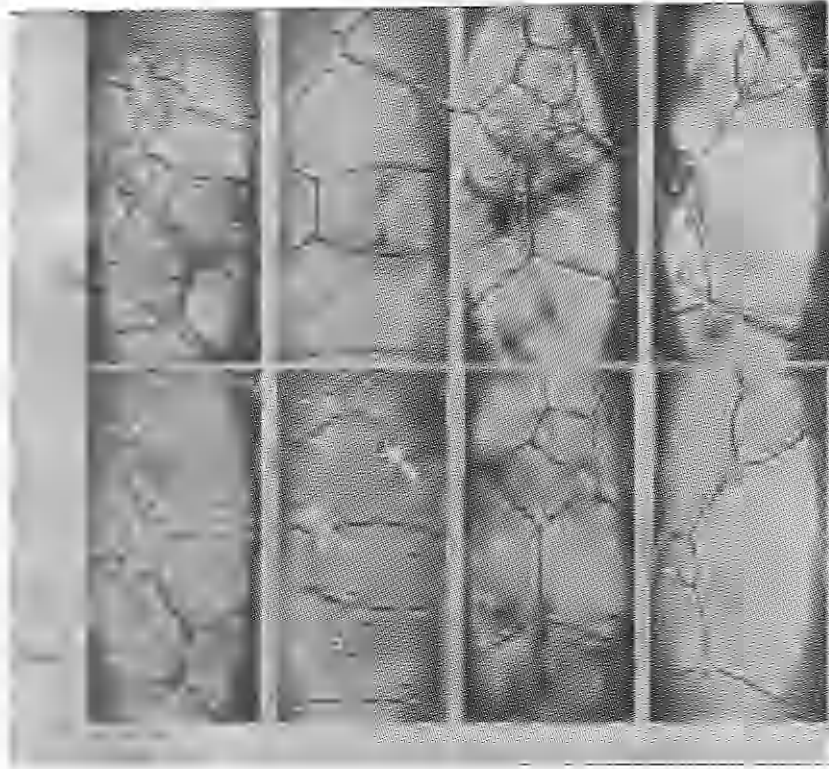


Рис. 4. Фотографии пены до и после выстрела ($M_0 = 1,22$).

в сухой пене (в отличие от случая влажной пены) оставался примерно постоянным при движении волны вниз по слою, высота которого варьировалась в различных опытах от 30 до 100 см.

Расчет для исследуемого диапазона значений M (равновесная модель эффективного газа с $\rho = 4 \text{ кг/м}^3$) предсказывает повышение давления при преломлении волны в пене на $\approx 15\%$. Отсутствие усиления волны в экспериментах с сухой пеной ($\rho \approx 4 \text{ кг/м}^3$) может быть связано с несколькими причинами. По высоте столба формируется градиент плотности во время приготовления пены и в процессе подготовки опыта за счет синерезиса. При этом основная масса жидкости скапливается в нижней части слоя и локальная плотность пены в измерительных сечениях будет ниже измеренной. В частности, при $\rho = 2 \text{ кг/м}^3$ расчетный эффект усиления давления составляет 5% и не может быть зарегистрирован в опытах, так как погрешность измерения имеет близкую величину. Другой причиной может быть отсутствие равновесия за фронтом волны, поскольку, согласно [2], равновесный уровень давления в пене достигается только в достаточно длинных ударных трубах.

Кинетика разрушения пенных ячеек. Относительная стабильность полиэдрической пены позволила изучать процесс разрушения сопоставлением фотографий пены, полученных до и после выстрела. Подборка таких фотографий приведена на рис. 4. Снимки невозмущенной пены помещены в верхней части рисунка, а соответствующие им снимки за фронтом УВ получены с задержкой $T = 20, 40, 60$ и 200 мкс относительно момента прихода скачка к запускающему датчику. Направление движения УВ — сверху вниз, продолжительность задержки увеличивается слева направо. Каждая пара фотографий вертикального ряда получена в одном опыте, поэтому общая картина ячеек на верхнем и нижнем снимках совпадает. Плоскость фокусировки камеры несколько смещена к центру трубы и наряду с изображением пленок, узлов и кана-

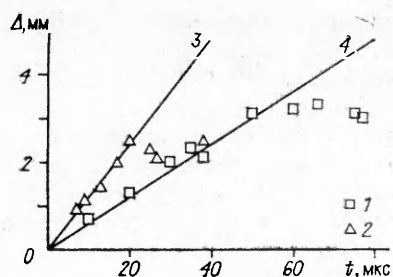


Рис. 5. Траектории движения каналов за фронтом лидирующего скачка при $M_s = 1,1$ (1) и 1,22 (2), (3, 4 — расчетные траектории частиц газа за УВ при $M = 1,22$ и 1,1).

лов на поверхности трубы отчетливо просматриваются объемные детали внутренней части слоя.

По фотографиям верхнего ряда можно судить о повторяемости условий, дисперсности, размере, форме и однородности распределения ячеек в объеме. Ребра ячеек или так называемые каналы Плато [7] образуются пересечением пленок и в поперечнике имеют вид треугольника с вогнутыми сторонами. Принято считать, что канал ячейки образуют три соприкасающиеся дуги окружностей с одинаковым радиусом r . Длина канала ячейки a определялась по результатам обработки серии фотографий невозмущенной пены, полученной данным способом, и могла изменяться от 0,3 до 3 мм.

Сравнивая фотографии верхнего и нижнего рядов, легко проследить структурные изменения пены в УВ. В качестве масштабной сетки, которая сохраняется продолжительное время (≥ 200 мкс), может служить картина узлов и каналов на внутренней поверхности трубы. С приходом УВ по воздушной среде пенных ячеек распространяется скачок давления, параметры которого определяются скоростью скачка и начальными условиями газа в ячейках пены по соотношениям Рэнкина — Гюгонио. Начальная фаза деформации слоя пены связана с движением воздуха в ячейках за скачком. Развитая поверхность пленок, которые на этой стадии сохраняются, обеспечивает смещение узлов и каналов ячейки за счет эффекта парусности. Судя по фотографиям, в пристеночной части слоя за счет деформации и разворота вокруг горизонтальной оси ячейки могут смещаться, не разрушаясь, на расстояние, примерно совпадающее с размером канала a . Аналогичные закономерности можно обнаружить в исследованиях по реологии пен [7].

На рис. 5 приводятся результаты измерений по фотографиям величины смещения каналов ячеек для двух значений M_s . Начало отсчета времени ($t = 0$) совпадает с моментом прихода скачка к рассматриваемому каналу пенной ячейки. Сопоставление результатов с расчетной скоростью газа за скачком показывает, что скорость смещения канала удовлетворительно согласуется с ней в пределах расстояния $\Delta \leq 2,5$ мм. Момент прекращения движения канала совпадает с разрушением пленок, поставляющих первую порцию жидкой фазы газовому потоку.

С исчезновением пленок нарушается энергетический баланс в структуре пены и начинается заключительная стадия процесса — разрыв каналов и узлов, в которых содержится основная масса жидкости [7]. Разрыв каналов сопровождается формированием мелких «факелов» и капельных струй в месте разрушения, отчетливо различимых на фотографиях (отмечены стрелками на снимках нижнего ряда). Перемешивание капель с газовым потоком приводит к образованию тумана, который в начале появляется в отдельных областях на месте каналов и постепенно распространяется на весь поток. Сравнивая снимки с задержкой 40 и 60 мкс, можно обнаружить существенную разницу между начальной стадией разрыва каналов по всему полю и заключительной стадией, когда характерные «факелы» сменяются локальными облачками тумана.

Последний снимок нижнего ряда демонстрирует картину разрушения каналов на внутренней поверхности трубы. Устойчивость каналов

к разрушению в данном случае повышается за счет поверхностных эффектов и смачиваемости стенок. Разрыв каналов сопровождается образованием достаточно крупных капель, которые в дальнейшем могут стать причиной полидисперсности воздушнокапельного потока. К моменту разрушения каналов на стенке в объеме практически отсутствуют основные элементы пенной структуры. С ростом интенсивности УВ, приходящей в пену, динамика разрушения ячеек существенно ускоряется. В опытах с $M_s = 1,32$ и $1,38$ образование тумана начиналось практически сразу за скачком.

Критерии разрушения и оценки размера капель. Сведения о механизме разрушения каналов пенной ячейки за УВ в литературе отсутствуют, поэтому размер образующихся капель можно оценить на основе существующих представлений об устойчивости капли. Поведение капли в потоке газа определяется балансом внешних сил, стремящихся ее деформировать, и внутренних, поддерживающих сферическую форму капли [3]. Внешние силы пропорциональны динамическому давлению $\rho_g v_g^2$, где ρ_g и v_g — плотность и относительная скорость газа, а внутренние силы — давлению поверхностного натяжения σ/d (σ — поверхностное натяжение жидкости, образующей каплю с диаметром d). Соотношение между внутренними и внешними силами обычно характеризуют числом Вебера $We = \frac{\rho_g v_g^2 d}{\sigma}$, причем с ростом We может достигаться некое критическое значение We_c , при котором капля деформируется и может разрушаться.

В число параметров, от которых зависит разрушение капли, входит число Лапласа $Lp = \frac{\rho_l \sigma d}{\mu_l^2}$ (μ_l , ρ_l — вязкость и плотность жидкости),

а механизм разрушения связан с неустойчивостью Рэлея — Тейлора и Кельвина — Гельмгольца, которая развивается на межфазной поверхности в результате деформации капли, обтекаемой газовым потоком [8].

При разрушении пены, в качестве характерной длины межфазной поверхности, устойчивость которой определяет склонность канала к разрушению, может служить сторона треугольника Плато длиной $b = \pi r/3 \approx r$. В полиэдрических пенах радиус r связан с объемным содержанием жидкости ϵ_0 и длиной ребра ячейки a известным соотношением [11]

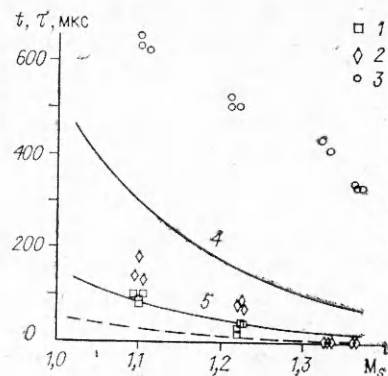
$$1/\epsilon_0 = 4,8 \cdot a^2/r^2 + 1. \quad (1)$$

По аналогии с процессом разрушения капли в качестве характерного можно ввести время $t_* = \frac{r}{v_g} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}}$, полагая, что существует [8] период индукции t_i , в течение которого канал не разрушается за УВ и продолжительность распада канала t_b — время, за которое он перестает существовать в первоначальном виде. Для условий данной работы формула (1) дает $r \approx 3,8 \div 38 \cdot 10^{-5}$ м. При использовании r в качестве характерной длины $We = 10 \div 100$, а $Lp = 30 \div 140$, т. е. выполняются условия $We \approx 10 \div 10^4$, $Lp \gg 1$, для которых справедливы приведенные в [12] формулы:

$$t_i/t_* = 1,5 (\lg We)^{-0,25}, \quad t_b/t_* = 5 (\lg We)^{-0,1}. \quad (2)$$

Расчетные значения t_i и t_b сравниваются с результатами измерений на рис. 6. Экспериментальные значения t_i определялись по задержке T , при которой на фотографиях появлялись характерные «факелы» разрушающихся каналов (см. стрелки на рис. 4, $T = 20$ мкс). Величина t_b соответствует моменту появления на фотографиях капельного облака из разрушившегося канала (отмечено стрелкой на рис. 4 при $T = 40$ мкс). На фотографиях, полученных с различной задержкой T , наиболее отчетливо фиксировался процесс разрушения каналов с $a \approx 1,5 \div 2$ мм. Каналы минимального размера ($\sim 0,3$ мм) разрушались практически одновременно

Рис. 6. Измеренное время индукции t_i (1), разрушения t_b (2) и релаксации давления τ во фронте волны (3) в зависимости от числа Маха лидирующего скачка (расчетные значения t_b (4), t_i (5) получены для $a \approx 1,5$ мм; штриховая линия — расчетная t_i при $a \approx 0,3$ мм).



но по всей длине, а наблюдение за процессом разрушения длинных каналов ($a \sim 4$ мм) затруднялось образованием тумана по всему полю потока. Поэтому экспериментальные значения t_i и t_b , приведенные на рис. 6, получены для каналов среднего размера $a_m \approx 1,5$ мм, при котором, согласно (1), радиус кривизны $r_m \approx 160$ мкм. При расчетах t_i и t_b по формуле (2) значения скорости и плотности газа в потоке рассчитывались по ударной адиабате для воздуха, а в качестве линейного размера использовался радиус r_m .

Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с измененными значениями t_i при $M_s = 1,1$ и $1,22$. С увеличением интенсивности волны разрушения пены начиналось непосредственно за фронтом лидирующего скачка. При $M_s = 1,32$ и $1,38$ на фотографиях, полученных с задержкой $T \geq 5$ мкс, все поле течения занято туманом. Величины t_i для этих режимов (< 5 мкс) на рис. 6 не приводятся. Отметим, что расчетные значения при $a \approx 0,03$ мм могут служить в качестве оценки минимального времени начала разрушения пенной структуры в целом. Экспериментальные точки для t_b лежат систематически ниже соответствующих расчетных. Отмеченное расхождение может быть связано с присутствием в потоке мелких капель жидкости из разорвавшихся пленок пенной ячейки, ускоряющих процесс разрушения каналов [13].

Существенная особенность результатов, приведенных на рис. 6, состоит в различии между временными характеристиками процесса разрушения каналов и продолжительностью τ релаксации давления за фронтом предвестника. Расчетные и измеренные t_i , t_b лежат существенно ниже результатов [3]. Это означает, что разрушение ячеек — только часть всего процесса взаимодействия УВ с пеной. Формирование газонапельной среды и энергообмен капель с потоком могут занимать достаточно продолжительный участок релаксационной зоны.

При обсуждении механизма разрушения пены отметим локальность процесса, отсутствие деформации или изгиба, предваряющего разрушение канала. Судя по фотографиям, период индукции заканчивается появлением характерного факелочка из мелких капель и быстрым разрушением канала по всей длине. Подобная ситуация достаточно близко напоминает так называемую «обдирку» поверхностного слоя капли в потоке газа, характеристикой которого обычно служит условие $We Re^{-0,5} \geq 0,5$ [8], где Re — число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру капли. Используя по аналогии в качестве характерной длины r , можно показать, что в данном случае $We Re^{-0,5} = 0,5 \div 3,5$, т. е. выполняется указанный критерий разрушения. При этом, согласно [14], радиус образовавшихся капель не должен превышать величину $R = r/10 \approx 40 \cdot 10^{-6}$ м, которую измерить на фотографиях практически нельзя. В дальнейшем предполагается использовать для этой цели другие методы регистрации, например, измерение спектральной прозрачности потока.

Заключение. На основе измерения давления и покадрового фотографирования процесса в работе рассмотрено разрушение сухой пены в УВ с $M_s < 1,4$.

Установлено, что в полиэдрической сухой пене формируется волна с лидирующим скачком, который распространяется по газовой фазе, и релаксационной зоной повышения давления до максимального уровня. Процесс распространения УВ сопровождается разрушением пенной структуры.

Начальная стадия разрушения пены связана с деформацией пенных ячеек, их смещением в сторону движения волны и разрушением пленок. Последующее разрушение каналов и образование газок капельной взвеси происходит аналогично механизму «обдирки» поверхностного слоя капель, обтекаемых газовым потоком. Измеренные времена индукции и разрушения каналов удовлетворительно согласуются с рассчитанными по соотношениям для капель, если в качестве характерного линейного размера принять радиус кривизны канала.

Разрушение пенных ячеек — это начальная стадия процесса взаимодействия УВ с пеной. Формирование газок капельной среды и энергообмен капель с потоком в рассматриваемых условиях заканчиваются значительно позже и могут занимать от 300 до 600 мкс.

Авторы выражают благодарность Б. И. Паламарчуку и Б. Е. Гельфанду за полезные обсуждения и конструктивные замечания по содержанию работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Паламарчук Б. И., Вахненко В. А., Черкашин А. В. Воздушные ударные волны при сварке и резке взрывом и методы их локализации // Автомат. сварка.— 1988.— № 2.— С. 33.
2. Малахов А. Т., Паламарчук Б. И. Отражение ударных волн в газожидкостных пенах // ПМТФ.— 1985.— № 1.— С. 106.
3. Кузнецов П. М., Тимофеев В. И., Губанов А. В. Анализ распространения ударных волн в термодинамически равновесной пене // ФГВ.— 1986.— 22, № 5.— С. 126.
4. Ждан С. А. Численное моделирование взрыва заряда ВВ в пене // Там же.— 1990.— 26, № 2.— С. 103.
5. Krasinski J. S., Khosla A., Ramesh V. Dispersion of shock waves in liquid foams of high dryness fraction // Archives of Mech. (Warszawa).— 1978.— 30, N 4—5.— P. 461.
6. Британ А. Б., Зиновик И. П., Левин В. А. Распространение ударных волн в вертикальном слое пены с градиентом плотности // ПМТФ.— 1992.— № 2.
7. Обер Д. Г., Крейник Э. М., Рэнд П. Б. Применение пен // В мире науки.— 1986.— № 7.— С. 36.
8. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматуллин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесах // Итоги науки и техники. Сер. МЖГ.— 1981.— 16.— С. 209.
9. Weaver P. M., Pratt N. H. An Experimental investigation of the mechanisms of shock wave-aqueous foam interaction // Proc. 15th Int. Symp. Shock Tubes and Shock Waves.— Stanford.— 1985.— P. 363.
10. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Волновая динамика газо- и парожидкостных сред.— М.: Энергоатомиздат, 1990.
11. Кузнецова Л. Л., Кругляков П. М. Определение дисперсности пен на основе измерения давления в каналах Плато — Гиббса // Коллоидный журн.— 1979.— 41, № 4.— С. 673.
12. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М. Разновидности дробления капель в ударных волнах и их характеристики // ИФЖ.— 1974.— 27, № 1.— С. 119.
13. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Тимофеев С. И. и др. Разрушение совокупности капель жидкости в ударных волнах // ПМТФ.— 1978.— № 6.— С. 43.
14. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Натанзон М. С. и др. О режимах дробления капель и критериях их существования // ИФЖ.— 1981.— 40, № 1.— С. 64.

г. Москва

Поступила в редакцию 22/VIII 1991,
после доработки — 14/I 1992