

03;12

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В РЕЛАКСАЦИОННОЙ ЗОНЕ ПРИ УДАРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ГАЗОЖИДКОСТНЫЕ ПЕНЫ

© А.Б.Британ, И.Н.Зиновик, С.Ю.Митичкин, В.Г.Тестов

Институт механики Московского государственного университета
им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 6 декабря 1994 г.)

Представлены результаты исследования структурных характеристик и релаксационных процессов в газожидкостной пене: деформации, разрушения, формирования газочапельной среды и ускорения капель. Измерения проводились на вертикальной ударной трубе для чисел Маха $1.05 \leq M; \leq 1.47$ при изменении плотности пены от 4 до 50 кг/м^3 . Получены зависимости времен релаксационных процессов от скорости падающей ударной волны в воздухе, плотности пены, высоты пенного столба и расстояния вниз по потоку от границы раздела воздух-пена. Измерения выполнены в проходящей и отраженной от торцевой стенки волнах.

Введение

Изучению взаимодействия ударных волн (УВ) с газожидкостными пенами посвящено достаточно много экспериментальных и теоретических исследований, в которых главным образом проводились измерения давления в проходящей в пену волне и волнах, отраженных от границы раздела газ-пена и торцевой стенки канала, имитирующей жесткую преграду.

При теоретическом описании движения УВ использовалось представление двухфазной среды в виде псевдогаза с постоянной адиабаты, определяемой концентрацией конденсированной и газовой фаз $[1-3]$. Эта модель не описывает поведение давления в релаксационных зонах за прошедшей волной и отраженной от торца канала, а также равновесное значение в последней. В настоящее время все большее внимание исследователей обращено на изучение релаксационной зоны, где протекает ряд последовательных процессов: деформация и разрушение пены, образование газочапельной среды, в которой происходит непрерывное разрушение и коагуляция капель, ускорение последних и их теплообмен с газовой фазой, которой в основном передается энергия падающей УВ.

Если теоретическое описание динамики разрушения капель, скоростной и температурной релаксации и их влияние на структуру ударной волны достаточно полно представлено в работах [4-6], то экспериментальные исследования процессов в релаксационной зоне в пене крайне ограничены и, как правило, фрагментарны. Отсутствие полных сведений об условиях эксперимента затрудняет, а в ряде случаев не позволяет проводить сопоставление и обобщение имеющихся результатов.

Начальные процессы — деформация ячеек, изменение их ориентации, разрыв пленок, каналов и узлов в настоящее время только начинают изучать [7]. При этом изучение структурных параметров пен, таких как форма ячеек, их размер, толщина пленок и каналов, радиусы узлов, как правило, не проводилось. В условиях измерений на ударных трубах создание газокapельной среды, возникающей после разрушения пены, с контролируемыми параметрами является сложной экспериментальной задачей. Поэтому большинство измерений проводилось с одиночной каплей или с потоком капель, подаваемых через определенный временной интервал. В работах [8-10] проводилось исследование разрушения капель с размерами порядка 1 мм. В ходе изучения взаимодействия ударной волны с каплями установлено несколько механизмов разрушения капель [11,12] в процессе которых капля распадается на фракции микронных размеров. Это позволяет рассматривать среду, образовавшуюся после разрушения пены, как смесь эффективного газа, включающего находящиеся в равновесии газ, микрокапли и пар, и крупных капель [13]. В работе [14] исследования распространения УВ по мелкодисперсной газокapельной среде проводились в два этапа. Первоначально в волне разрежения в результате конденсации создавался туман, а затем распространялась УВ. В наших исследованиях распространение УВ по газокapельной среде реализуется при отражении УВ от торца канала. В этом случае отраженная УВ движется по газокapельному потоку, сформированному в проходящей волне. Зондирование сухой пены He-Ne лазером на длинах волн 0.63, 1.15 и 3.39 мкм позволило измерить времена релаксации мелкодисперсной фракции и ее объемную концентрацию [15]. Данная работа является продолжением наших исследований, обобщением и сопоставлением с результатами, полученными другими исследователями.

Методика эксперимента

Исследования проводились на вертикальной ударной трубе (УТ) с внутренним диаметром 52 мм. Длина камеры высокого давления (КВД) составляла 80 см, что обеспечивало получение УВ с продолжительной фазой сжатия. Канал низкого давления (КНД) того же диаметра длиной 144 см, выполненный из полированного плексигласа, был снабжен миниатюрными пьезодатчиками, размещенными на боковой и торцевой стенках. Датчики размещались в сечениях на расстояниях 54, 37.3, 25.8 и 14.3 см от торцевой стенки канала соответственно. Регистрация проводилась с помощью цифровых запоминающих осциллографов С9-8, соединенных через интерфейс с РС IBM/AT/286. Согласование входного сопротивления усилителей осциллографов и пьезодатчиков обеспечивалось истоковыми повторителями. Изменение интенсивности падающей ударной волны осуществлялось варьированием

давления толкающего газа (воздуха) в диапазоне 0.15–1 МПа и регулированием прочности диафрагмы, выполненной в виде сэндвича лавсановых пленок толщиной 20 мкм. Начальное давление в канале равнялось атмосферному. Это позволило изменять число Маха в падающей УВ в воздухе в пределах $1.05 \leq M_i \leq 1.47$.

Канал трубы заполнялся слоем пены, высота которого менялась от 19 до 50 см. Пена приготавливалась из 3%-го водного раствора поверхностно-активного вещества (ПАВ) типа ПО-6К. Средняя по объему плотность ρ составляла 4; 32 и 50 кг/м³, а поверхностное натяжение $\sigma = 0.03$ Н/м. Пена генерировалась барботированием воздуха через раствор ПАВ и подавалась в канал через отверстие диаметром 5 мм, размещенное на расстоянии 30 мм от торца, в котором имелся сливной патрубок, используемый как для удаления слоя жидкости, образующегося на торце за счет синерезиса пены, так и для измерения плотности приготовленной пены. Объемная доля жидкости ϵ составляла $2.6 \cdot 10^{-3}$, $3 \cdot 10^{-2}$ и $4 \cdot 10^{-2}$ соответственно. Интервал времени между окончанием наполнения канала и разрывом диафрагмы составлял 2 мин. Визуализация пены низкой плотности (“сухая” пена, $\rho = 4$ кг/м³) проводилась фотоприставкой ПЗФ с камерой “Зенит ТТЛ” в режиме открытого затвора и импульсной подсветки от искрового разрядника с длительностью вспышки меньше 2 мкс, запускаемого чрез линию задержки от сигнала синхронизирующего датчика. В качестве линии задержки использовался генератор прямоугольных импульсов Г5-15. Съемка пены средней плотности (32 кг/м³) проводилась скоростной фотокамерой ФК-4 с полем зрения оптической системы 4°20' и 3°10' в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно. В пене высокой плотности (50 кг/м³) подсветка проводилась излучением второй гармоники АИГ лазера с длительностью вспышки порядка 20 нс. В пенах средней и высокой плотности из-за сильных светорассеивающих свойств пены удавалось получать снимки только области, непосредственно прилегающей к внутренней полированной поверхности прозрачного канала.

Модельные представления и результаты экспериментов

В случае воздействия на столб пены УВ с продолжительной фазой сжатия профиль давления за волной в пене определяется совокупностью протекающих процессов. К таким процессам следует отнести: деформацию и разрушение пены; образование газок капельной среды, в которой ускорение и разрушение капель сопровождается межфазным обменом массой; импульсом и энергией, выравнивающим скорости и температуры фаз. В результате формируется равновесное течение, с одной стороны, эффективного газа, включающего собственно газ, мелкие капли и их пар, а с другой стороны, крупных капель.

Процесс разрушения пены определяется, в частности, ее структурой, которая характеризуется формой пузырьков, размерами каналов, узлов и толщиной пленок. Фотосъемка показала, что в местах расположения пьезодатчиков до разрыва диафрагмы пена является полиэдрической. В случае сухой пены и пены средней плотности ячейки в большинстве случаев имеют форму пентагональных и гексагональных додекаэдров, что согласуется с теоретическими представлениями

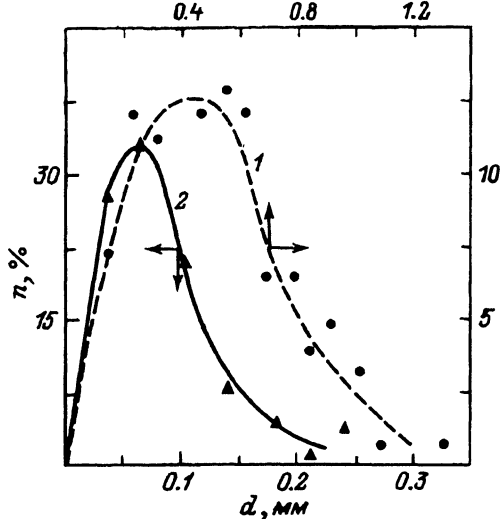


Рис. 1. Распределение по размерам пузырьков в пенах.

[16]. При повышении плотности пены от 32 до 50 кг/м³ форма ячейки приближается к сферической. На рис. 1 представлено распределение n ячеек по диаметру d в процентах к общему количеству ячеек в пене средней плотности с газосодержанием $\alpha = 0.97$ (кривая 1). Для сравнения приводится распределение в пене существенно большей плотности ($\alpha = 0.934$, кривая 2) [17]. Видно, что с увеличением концентрации конденсированной фазы процентное содержание ячеек со средним размером увеличивается, т.е. степень полидисперсности падает. Для пены средней плотности ($\alpha = 0.97$) максимальный размер пузырьков равнялся порядка 0.5 мм, а их доля составляла около 12%. Результаты обработки фотографий пены средней плотности показали, что ее можно характеризовать следующими средними параметрами: диаметр ячейки $d_m \approx 0.5$ мм, длина ребра многогранника $a_m \approx 0.2$ мм, толщина канала $h_m \approx 0.04$ мм.

При разрушении пены в качестве характерной длины межфазной поверхности может служить сторона треугольника Плато b . Для пены средней плотности $b_m \approx 0.1$ мм. Используя соотношения, характеризующие пену [17],

$$t_m = (1 - \alpha^{0.33})/n^{0.33}, \quad n = 6\alpha/\pi d_m^3, \quad (1)$$

где t_m — толщина жидкой пленки, образующей ячейки; n — концентрация ячеек на единицу объема; α — объемная доля газовой фазы, оценим толщину пленки, которую не позволяла измерить разрешающая способность имеющейся у нас оптической системы. Для пены высотой 190 мм при газосодержании 0.97 из соотношения (1) имеем $t_m \approx 0.004$ мм. Для оценки размера стороны треугольника Плато воспользуемся выражением для кратности пен $N \approx 4.8a^2/b^2$ [18]. Из этого соотношения имеем, что сторона треугольника Плато $b = 0.15$ мм, что достаточно хорошо совпадает с результатами фотосъемки.

При преломлении падающей ударной волны в пену по ней распространяется проходящая волна, имеющая ряд характерных особенностей. На рис. 2 представлены осциллограммы давлений в проходящей

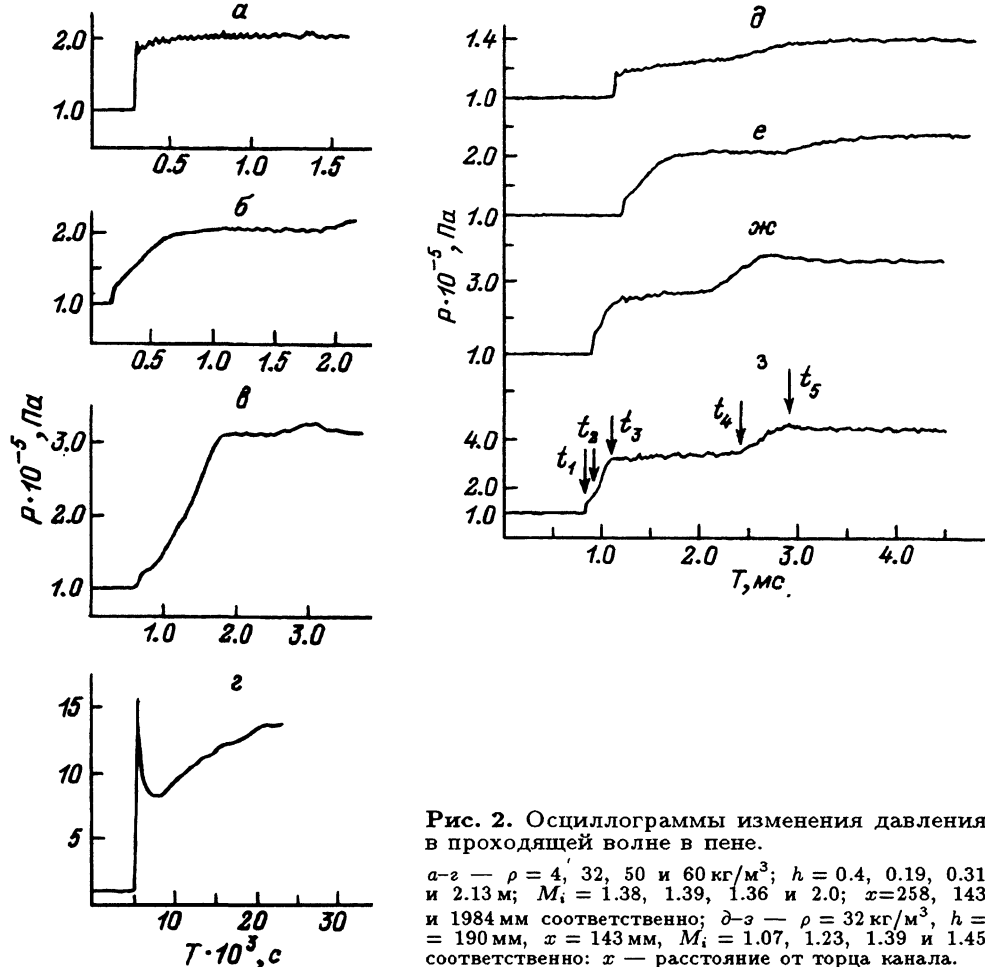


Рис. 2. Осциллограммы изменения давления в проходящей волне в пене.

$a-z$ — $\rho = 4, 32, 50$ и 60 кг/м^3 ; $h = 0.4, 0.19, 0.31$ и 2.13 м ; $M_i = 1.38, 1.39, 1.36$ и 2.0 ; $x = 258, 143$ и 1984 мм соответственно; $\partial-z$ — $\rho = 32 \text{ кг/м}^3$, $h = 190 \text{ мм}$, $x = 143 \text{ мм}$, $M_i = 1.07, 1.23, 1.39$ и 1.45 соответственно: x — расстояние от торца канала.

волне. Рис. 2, $a-v$ демонстрируют влияние плотности на поведение давления, а рис. 2, $\partial-z$ — интенсивности падающей УВ. Видно, что имеется хорошо сформированный лидирующий скачок избыточного давления, амплитуда которого, отнесенная к давлению непосредственно за релаксационной зоной (рис. 2, $з$) (момент времени t_3), падает с ростом плотности (рис. 2, $a-v$). Измерения во влажной пене в трех сечениях вниз по потоку также указывают на снижение величины давления в лидирующем скачке, что обусловлено уменьшением передачи энергии газовой фазе с увеличением плотности пены. Длительность лидирующего скачка (рис. 2, $\partial-z$) не превышала 50 мкс и сокращается с ростом числа Маха, что связано с ускорением процесса разрушения пленок.

Вслед за лидирующим скачком следует зона релаксации, имеющая ряд характерных особенностей, определяемых условиями протекания процессов разрушения каналов, узлов, капель и тепломассопереносом. В зависимости от интенсивности УВ и плотности пены за лидирующим скачком могут наблюдаться две характерные области ($t_1 - t_2$ и $t_2 - t_3$) (рис. 2, $в, г, e-z$). В первой, непосредственно за лидирующим скачком, скорость нарастания давления ниже, чем во второй (рис. 2, $в, г, e-z$).

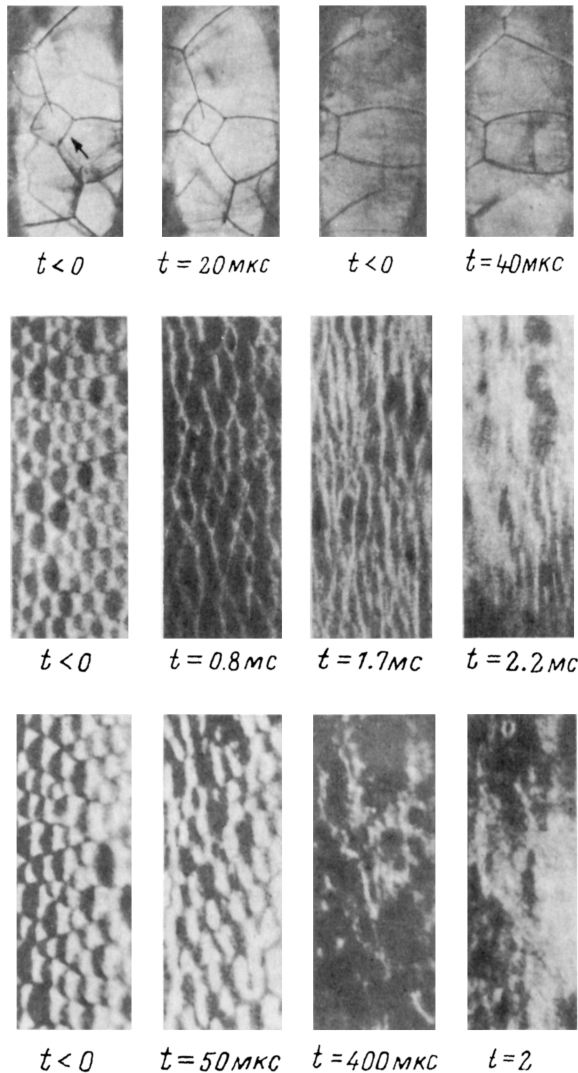


Рис. 3. Пена до и после выстрела.

Верхний ряд — $\rho = 4 \text{ кг/м}^3$, $M_i = 1.22$; средний ряд — $\rho = 50 \text{ кг/м}^3$, $M_i = 1.12$; нижний ряд — $\rho = 50 \text{ кг/м}^3$, $M_i = 1.35$.

С увеличением числа Маха скорость нарастания давления здесь падает (рис. 2, е-з) и возможен спад давления (рис. 2, з) [19], так называемое расщепление фронта. Это обусловлено, по-видимому, быстрым разрушением пены и увеличением потери энергии падающей УВ. В случае более плотной пены при близкой интенсивности падающей УВ (рис. 2, в, ж) скорость увеличения давления ниже из-за больших энергозатрат. Это также подтверждается изменением профиля давления в направлении увеличения плотности пены [20]. Таким образом, можно предположить, что первая область характеризует процесс образования газок капельной среды, а вторая — установления скоростного равновесия.

Процесс разрушения пены изучался по сопоставлению фотоснимков пены, полученных до ($t < 0$) и после выстрела ($t > 0$). На рис. 3 представлены фотографии пены в различные моменты времени. В верхнем ряду представлены снимки сухой пены, позволившие зафиксировать изображение пленок, узлов и каналов как на внутренней поверхности трубы, так и в объеме. Приход УВ сопровождается распространением скачка давления по газовой фазе ячеек. Движение газа в ячейках вызывает деформацию и смещение ячеек пены. Так, в сухой пене через 20 мкс после прихода скачка уплотнения отмечается смещение ячеек внутреннего ряда (отмеченное на кадре стрелкой), которое в последующем сопровождается разрушением пленок и образованием "факелочков" (кадр для 40 мкс) конденсированной фазы. Последующее взаимодействие набегающего газового потока приводит к образованию локальных областей тумана, который в конечном итоге заполняет все поле зрения. С ростом интенсивности УВ существенно ускоряется процесс разрушения пены и при числах Маха, больших 1.3, туман образовывался практически сразу за скачком. Для влажной пены в слабой УВ ($M_i = 1.12$) в течение почти всей длительности импульса ударного воздействия наблюдается сохранение ячеистой структуры пены. Длительность зоны релаксации, зафиксированная по датчику давления, составила порядка 1.5 мс. При увеличении интенсивности УВ ($M_i = 1.35$) время релаксации давления составляло 0.6 мс и, как видно из фотографий нижнего ряда, ячейки начинали деформироваться и разрушаться вблизи лидирующего скачка. Через 0.4 мс после прихода лидирующего скачка в релаксационной зоне уже образовалось развитое газокпельное облако.

Рассмотрим процесс разрушения капель, определяемый взаимодействием сил поверхностного натяжения, вязкости и сил инерции. Влияние вязкости, являющейся стабилизирующим фактором, определяется числом Лапласа, которое характеризует отношение поверхностных сил к вязким $Lp = 2\rho_l\sigma r/\mu_l^2$ (μ_l , ρ_l — вязкость и плотность жидкости, r — радиус капли). Так как в условиях наших экспериментов $Lp > 10^3$, то влиянием вязкости можно пренебречь. Находясь в потоке газа, жидкие капли деформируются и в последующем разрушаются, при этом механизмы распада определяются соотношением сил поверхностного натяжения и инерции. Соотношение между внутренними и внешними силами обычно характеризуется числом Вебера $We = 2\rho_g v_g^2 r/\sigma$, где $\rho_g v_g^2$ — динамическое внешнее давление (v_g — относительная скорость газа, равная $v_g = 2a_g(M_i^2 - 1)/M_i(\gamma_g + 1)$); ρ_g , a_g , γ_g — плотность, скорость звука и постоянная адиабаты для газа соответственно; $\sigma/2r$ — давление поверхностного натяжения. Дробление капли в потоке наступает при достижении We некоторого критического значения We_c [8,9]. При разрушении пены характерной длиной может служить сторона треугольника Плато b . Тогда для чисел Маха $M_i = 1.07 - 1.45$, реализуемых в нашем эксперименте, $We = 1 - 50$. Имеется ряд рекомендаций по определению условий возникновения так называемого режима обдирки капли в пограничном слое

$$We_c Re^{-0.5} = k, \quad k = 0.5 - 1.5 \quad [21],$$

$$We_c Lp^{-0.33} = 2.5 \quad [22]. \quad (2)$$

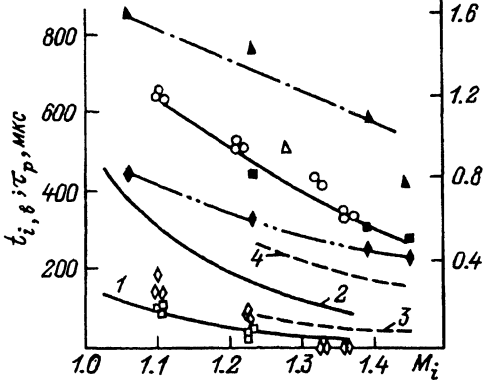


Рис. 4. Изменение времен релаксационных процессов: индукции t_i (\square), разрушения каналов t_b (\diamond), релаксации давления в проходящей τ_p (\circ , \blacksquare) и отраженной τ_p^r (Δ , \blacklozenge) волнах.

1, 3 — расчетное значение t_i ; 2, 4 — расчетное значение t_b ; 1, 2 — $p = 4 \text{ кг/м}^3$; 3, 4 — 32 кг/м^3 ; \square , \diamond , \circ , Δ — 4 кг/м^3 ; \blacktriangle , \blacklozenge , \blacksquare — 32 кг/м^3 ; Δ — [16], \blacktriangle — торец; \blacksquare , \blacklozenge — 143 мм от торца, $h = 190 \text{ мм}$; \circ — 258 мм от торца, $h = 400 \text{ мм}$.

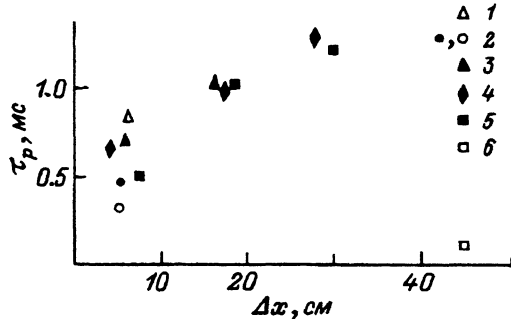
Учитывая, что число Рейнольдса $Re = 2rv_g\rho_g/\mu_g$ для $M_i = 1.07-1.45$ имеет значение $Re \approx 10^2-7 \cdot 10^2$, а критическое число Вебера в соответствии с расчетом из соотношений (2) равно 5-40 и 35 соответственно, то для капель размером $r \approx 0.05 \text{ мм}$ режим обдирки реализуется только для верхней границы чисел Маха. При малых числах Маха режим обдирки реализуется при радиусе капель $r > 0.15 \text{ мм}$. Поэтому в пене средней плотности в большинстве случаев реализовывался хаотический режим разрушения [12]. В экспериментах с сухой пеной при $M_i = 1.05-1.47$ и $r \approx 0.02-0.2 \text{ мм}$ $We = 10-100$, $Lp = 30-140$. Таким образом, условия разрушения капель близки к случаю с пеной средней плотности. Для разрушения капли помимо условия $We > We_c$ требуется, чтобы возмущение, превышающее критическое, действовало достаточное время $t > t_*$. За характерное время дробления t_* обычно принимают время [11] $t_* = r\rho_l^{0.5}/v_g\rho_g^{0.5}$, характеризующее скорость нарастания амплитуды возмущения на поверхности вследствие развития неустойчивости Рэлея-Тейлора, которое для пены средней плотности меняется в пределах 40-150 мкс. При числах Вебера $10 < We < 10^4$ для расчета времени индукции t_i , в течение которого канал между ячейками пены не разрушается, и продолжительности распада канала t_b в случае маловязких жидкостей воспользуемся соотношениями [11]

$$t_i/t_* = 1.5(\lg We)^{-0.25}, \quad t_b/t_* = 5(\lg We)^{-0.1}.$$

На рис. 4 представлены результаты расчетов и экспериментов. В сухой пене t_i определялось по времени появления на фотоснимках "факелочков", а t_b соответствовало моменту появления капельного облака. Наиболее четко фиксировалось разрушение каналов с длинами $a \approx 1.5 \text{ мм}$, при котором $b \approx 0.16 \text{ мм}$. Для них и приведены экспериментальные результаты. Если соответствие расчетных и экспериментальных результатов для времен индукции при $M_i < 1.22$ достаточно хорошее, то экспериментально измеренные времена разрушения систематически лежат ниже. Расхождение, по-видимому, связано с полидисперсностью потока: мелкие капли, образовавшиеся после разрыва пленок, ускоряют процесс разрушения каналов. По результатам измерений [10] капли разрушаются за время t , удовлетворяющее условию $2t_* < t < 4t_*$. Для пены средней плотности при $M_i = 1.45$ t лежит в пределах 200-400 мкс, а с уменьшением числа Маха до 1.07 увеличивается до 600-1200 мкс. Полученные оценки времен разрушения капель

Рис. 5. Изменение времени релаксации вниз по потоку.

Высота столба пены: $h = 10.5$ (1), 19.0 (2), 20.5 (3), 31.5 (4), 44.5 (5) и 214 см (6) [23]; 1, 3-5 — плотность пены 50; 2 — 32; 6 — 2 кг/м^3 ; 1-5 — вертикальная УТ; 6 — горизонтальная УТ; • — $M_i = 1.23$; ○ — 1.45; 1, 3-5 — $M_i = 1.22$; Δx — расстояние вниз по потоку от границы пена-воздух.



не противоречат результатами измерений времен релаксации давления $\tau_p = t_3 - t_1$ (рис. 2, 3, 5). В работе [17] время релаксации определялось по достижению каплями равновесной скорости и для $M_i = 1.27$ ($\rho = 4 \text{ кг/м}^3$, $\alpha = 0.934$) составило 550 мкс. Исследования в горизонтальной ударной трубе с каналом, полностью заполненным пеной с плотностью 2, 5 и 8 кг/м^3 [23] соответственно, показали, что с возрастанием плотности при скорости распространения проходящей волны 600 м/с время релаксации давления возрастало от 150 до 400 мкс. Это больше, чем в наших измерениях с сухой пеной, так как регистрация изменения давления [23] проводилась существенно дальше вниз по потоку. При уменьшении скорости до 400 м/с длительность релаксационной зоны в этих исследованиях возрастала с 300 до 500 мкс ($\rho = 8 \text{ кг/м}^3$).

Для изучения зависимости времени релаксации τ_p от расстояния, пройденного волной по пенному слою вниз по потоку, измерения проводились при различной высоте пенного столба. Из рис. 5 видно, что при смещении вниз по потоку имеет место возрастание времени релаксации. Это связано с вовлечением в процесс формирования газокapельной среды новых слоев пены, а следовательно, и массы конденсированной фазы.

Для оценки времени тепловой релаксации в проходящей волне воспользуемся выражением $\tau_T \approx \rho_l c_{pg} (2r)^2 / 2\lambda_g$ [24, 25], где c_{pg} и ρ_l — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении и плотность конденсированной фазы, λ_g — теплопроводность газа. Если принять, что максимальный радиус мелких капелек $r \approx 5 \text{ мкм}$, то время релаксации составит $\tau_T \approx 30 \text{ мкс}$, что значительно меньше времени релаксации давления. Это указывает на тепловое равновесие мелких капелек с газовым потоком и обоснованность рассмотрения их как единой среды, называемой эффективным газом.

В работе [4] рассмотрена задача о структуре ударных волн при их движении в двухфазной смеси газа с каплями жидкости. В наших экспериментах это реализуется при распространении отраженной от торца канала волны по газокapельному потоку, образовавшемуся за проходящей волной. Измерения в отраженной волне по показаниям датчика на торце канала указывают на сокращение релаксационной зоны $\tau_p' = t_5 - t_4$ (рис. 4) с ростом интенсивности, при этом протяженность зоны больше, чем в случае проходящей волны, что связано со значительным увеличением концентрации жидкой фазы. При числе Маха $M_i > 1.23$ область стационарного давления в отраженной вол-

не отсутствовала, и резкий спад давления обусловлен приходом волны разрежения, возникающей при взаимодействии отраженной волны сжатия с границей раздела двухфазная среда-воздух. По мере движения отраженной волны сжатия от торцевой стенки датчик, расположенный на расстоянии 143 мм от торца, фиксировал падение ее амплитуды (рис. 2, δ -з), при этом τ_p^r сокращалось (рис. 4). Расчеты в отраженной волне с учетом дробления капель и скоростной неравновесности фаз указывают на существенное снижение давления при удалении от стенки [12].

Используя выражения для характерных времен релаксации скорости τ_v и температуры τ_T крупной капли с эффективным газом [10], для отношения τ_v/τ_T имеем

$$\tau_v/\tau_T = [13.26\lambda_{eg}(\text{Re}_{os}M)^{0.5}\text{Pr}_{eg}^{0.33}] / \rho_{eg}v_{eg}dc_2, \quad (3)$$

где нижний индекс eg обозначает параметры эффективного газа перед скачком, d — диаметр крупной капли, c_2 — удельная теплоемкость конденсированной фазы, $M = v_{eg}/a_f$, $\text{Re}_{os} = \rho_{eg}da_f/\mu_{eg}$ (a_f — замороженная скорость звука в газокапельной смеси перед волной), $\text{Pr}_{eg} = c_{peg}\mu_{eg}/\lambda_{eg}$ (c_{peg} — теплоемкость при постоянном давлении).

Оценки согласно выражению (3) показывают, что характерные времена выравнивания скоростей значительно меньше времен выравнивания температур крупных капель с эффективным газом.

Заклучение

1. При преломлении падающей УВ в пену в структуре волны сжатия вначале наблюдается лидирующий скачок давления, амплитуда и скорость которого падают с ростом плотности пены.

2. Для пен средней и высокой влажности при числах Маха $M_i > 1.4$ и 1.2 соответственно за лидирующим скачком в зоне релаксации прослеживаются две области: образования газо-капельной среды и установления скоростного равновесия между газовой конденсированной фазой. В первой области скорость нарастания давления ниже, чем во второй, и падает с ростом плотности пены.

3. Для пен с плотностью 4–50 кг/м³ при взаимодействии с падающими УВ с числами Маха $M_i < 1.4$ реализуется хаотический механизм дробления капель. С уменьшением плотности пены и увеличением скорости падающей УВ длительность релаксации давления в проходящей волне падает.

4. В отраженной волне длительность релаксационной зоны сокращается с увеличением скорости УВ и с удалением от торцевой стенки канала.

Авторы выражают благодарность В.А. Левину за внимание к работе и полезные обсуждения результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке межвузовской научно-технической программы “Конверсия и высокие технологии” (проект № 64-4-11).

- [1] Сидоркина С.И. // ДАН СССР. 1957. Т. 112. № 3. С. 398-399.
- [2] Рудингер Г. // РТК. 1965. Т. 3 № 7. С. 3-10.
- [3] Седов Л.И. // Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1987. 432 с.
- [4] Аманбаев Т.Р., Ивандаев А.И. // ПМТФ. 1988. № 2. С. 99-107.
- [5] Аманбаев Т.Р., Ивандаев А.И. // ПМТФ. 1988. № 3. С. 48-54.
- [6] Кутушев А.Г. // ПМТФ. 1993. № 4. С. 38-45.
- [7] Британ А.Б., Зиновик И.Н., Левин В.А. // ФГВ. 1992. Т. 28. № 5. С. 108-116.
- [8] Engel O.G. // J. Res. of NBS. 1958. Vol. 60. N 3. P. 245-280.
- [9] Ranger A.A., Nicholls J.A. // AIAA J. 1969. Vol. 7. N 2. P. 285-290.
- [10] Гельфанд Б.Е., Губин С.А., Тимофеев Е.И., Шепарнев С.М. // ПМТФ. 1978. № 6. С. 43-48.
- [11] Гельфанд Б.Е., Губин С.А., Козарко С.М. // ИФЖ. 1974. Т. 27. № 1. С. 119-126.
- [12] Борисов А.А., Гельфанд Б.Е., Натанзон М.С., Коссов О.М. // ИФЖ. 1981. Т. 30. № 1. С. 64-70.
- [13] Британ А.Б., Васильев Е.И., Куликовский В.А. // ФГВ. 1994. Т. 30. № 3. С. 135-142.
- [14] Goossens H.W.J., Bercekmans M.J.C.M., Van Donger M.E.H. // Proc. 15th Intern. Symp. on Shock Waves and Shock Tubes. Stanford, 1986. P. 721-727.
- [15] Британ А.Б., Зиновик И.Н., Левин В.А. // Изв. РАН МЖГ. 1993. № 3. С. 134-140.
- [16] Кругляков П.М., Ексерова Д.Р. // Пена и пенные пленки. М.: Химия, 1990. 432 с.
- [17] De Krasinski J.S., Khosla A., Ramesh V. // Archives of Mechanics. Warszawa, 1978. Vol. 30. N 4-5. P. 461-475.
- [18] Кузнецова Л.Л., Кругляков П.М. // Коллоид. журн. 1979. Т. 41. № 4. С. 673-678.
- [19] Weaver P.M., Pratt N.H. // Proc. 17th Intern. Symp. on Shock Waves and Shock Tubes. New York, 1990. P. 819-824.
- [20] Британ А.Б., Зиновик И.Н., Левин В.А. // ПМТФ. 1992. № 2. С. 27-32.
- [21] Dickerson R.A., Coultas T.A. // Paper/AIAA. 1966. N 611.
- [22] Нигматулин Р.И. // Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
- [23] Кудинов В.М., Паламарчук Б.И., Гельфанд Б.Е., Губин С.А. // ПМ. 1977. Т. 13. № 3. С. 92-97.
- [24] Паламарчук Б.И., Малазов А.Т. // ФГВ. 1990. Т. 26. № 6. С. 135-143.
- [25] Weaver P.M., Pratt N.H. // Proc. 16th Intern. Symp. on Shock Tubes and Waves. Aachen, 1987. P. 363-369.