

УДК 532.529+532.593

## СТРУКТУРА ВОЛНОВОГО ПОЛЯ В АКТИВНЫХ ПУЗЫРЬКОВЫХ СИСТЕМАХ В УДАРНЫХ ТРУБАХ СО “СКАЧКАМИ” СЕЧЕНИЙ

В. К. Кедринский, И. В. Маслов, С. П. Таратута

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Выполнен численный анализ волновой структуры в активных пузырьковых системах в ударных трубах с резкими изменениями профиля в виде “скачков” сечения и волноводом с однофазной жидкостью. В осесимметричной постановке исследованы эффекты усиления волн в результате отражения от стенки и при их фокусировке на торце сосуда с каналом жесткого стержня. Эффект усиления в такой конфигурации является результатом двумерной кумуляции ударной волны после выхода ее из кольцевого канала на торец стержня. В пятне фокуса формируется маховская конфигурация. Геометрические характеристики ударной трубы позволяют (в некоторых пределах) регулировать коэффициент усиления и координаты пятна фокуса. В частности, волна может быть сфокусирована в окрестности второго скачка сечения — твердой стенки (в области перехода в волновод через контактную границу) и усилена при отражении. При радиусе волновода, равном высоте маховской ножки, излученная волна имеет максимальную амплитуду.

**Введение.** Как известно, пузырьковые среды способны усиливать взаимодействующие с ними ударные волны как при распространении последних [1–3], так и в результате столкновений ударных волн с жесткой стенкой и при их фокусировке [4]. В частности, в [4] показано, что в этих процессах усиление волн существенно зависит от объемной доли газовой фазы  $k_0$ . Например, при  $k_0 = 0,01$  в результате столкновения идентичных ударных волн их амплитуда увеличивается на порядок. В [4, 5] показано, что кавитирующие и пузырьковые системы с пассивной газовой фазой и взрывчатыми газовыми смесями могут рассматриваться в качестве активных сред, способных поглощать энергию внешнего возмущения, усиливать его и затем переизлучать в виде акустического импульса. Исследование таких систем при разработке принципов создания гидроакустических аналогов лазерных систем (“акустических лазеров”) связано с проблемой передачи генерируемого системой акустического импульса в жидкость с наименьшими потерями. Одно из решений этой проблемы предложено в работе [5], в которой рассмотрена постановка задачи о взаимодействии плоской ударной волны со сферическим пассивным пузырьковым кластером и показана возможность фокусировки преломленной в кластер волны вблизи межфазной границы кластер — жидкость.

В настоящей работе анализируются особенности волновой структуры, в основном в активных пузырьковых системах в ударных трубах с внезапными изменениями сечения и волноводом с однофазной жидкостью.

**Постановка задачи.** Резкие изменения сечений в ударной трубе радиусом  $R_{st}$  (рис. 1) создаются или изменением ее профиля (переход из области 3 в область 5), или

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 00-02-18004а, 01-02-06426мас, 00-15-96181).

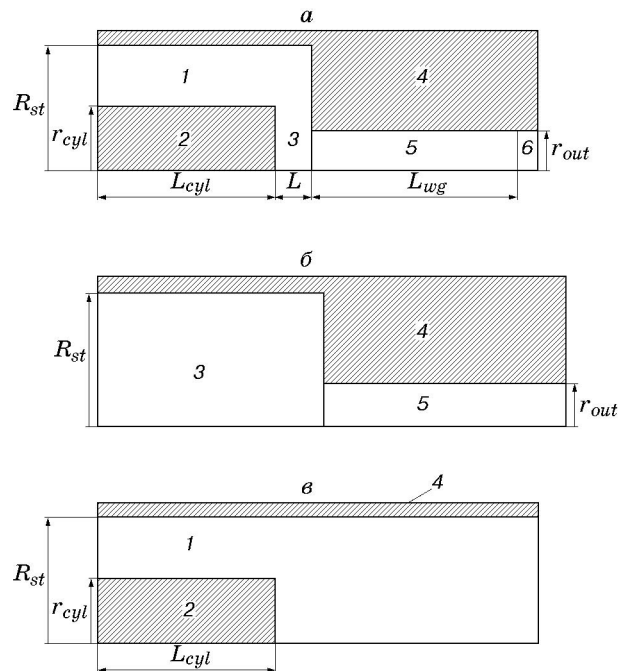


Рис. 1. Исследуемая геометрия канала ударной трубы:

1 — кольцевой канал, 2 — жесткий стержень, 3 — рабочая секция, 4 — стенка ударной трубы, 5 — волновод, 6 — контрольное сечение волновода; *a* — комбинация внезапного расширения и внезапного сужения канала, *б* — внезапное сужение канала, *в* — внезапное расширение канала

(и) расположенным соосно внутренним жестким цилиндром 2 (радиус  $r_{cyl}$ , длина  $L_{cyl}$ ), образующим кольцевой канал 1, который, как и область 3, заполнен двухфазной смесью. При этом выполняется условие  $L_{sw} \leq L_{cyl}$  ( $L_{sw}$  — характерное расстояние, на котором формируется стационарный волновой режим, инициированный на левом торце ударной трубы). При такой внутренней геометрии канала возможно влияние эффектов столкновения и фокусировки волн (давление в области 3 регулируется выбором расстояния  $L$  между торцом стержня и стенкой) в пузырьковой среде на усиление акустического импульса при его генерации в волноводе 5 (радиус  $r_{out}$ ). Характерный профиль волны, излученной пузырьковой средой в волновод, рассчитывается в его сечении *б* на расстоянии  $L_{wg}$  от входа (контактная граница областей 3 и 5).

**Двухфазная модель.** Для описания волновых процессов в пузырьковых гидродинамических ударных трубах используем физико-математическую модель, основанную на модифицированной модели Иорданского — Когарко — Вингардена [6], которая для реагирующей газовой фазы дополняется уравнением кинетики химических реакций типа кинетики Годеса [6], более общей кинетикой [7] или простым условием мгновенного адиабатического взрыва при постоянном объеме. Анализ различных подходов к описанию волновых процессов в активных средах с пузырьками, наполненными взрывчатой газовой смесью, показал, что можно ограничиться упрощенной постановкой, не учитывая кинетику реакций в пузырьках в результате их сжатия ударными волнами [8]. В такой постановке полагается, что при нагреве газа в пузырьках до температуры воспламенения реакция (при достижении соответствующей степени сжатия пузырьков  $R_0/R^*$ ) происходит мгновенно: имеет место адиабатический взрыв при постоянном объеме (неизменном радиусе пузырьков  $R^*$ ) с мгновенным скачком давления в продуктах детонации.

В рамках рассматриваемой физической модели в базовую систему уравнений [8] входят законы сохранения для средних характеристик (плотности  $\rho$ , давления  $p$ , скорости  $v$ ) и подсистема, описывающая состояние среды и включающая уравнения состояния жидкой фазы (уравнение Тэта), адиабату для газовой фазы, а также уравнение Рэля динамики “средних одиночных” пузырьков. Коллективное воздействие последних на характеристики полей учитывается через среднее давление в пузырьковой среде, которое заменяет в правой части уравнения Рэля давление на бесконечности. Данная система имеет вид

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{\nabla p}{\rho} = 0, \quad \rho = (1 - k)\rho_l, \quad k = k_0 \left( \frac{R}{R_0} \right)^3,$$

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 = \rho_l^{-1} (p_g - p), \quad p_g = \eta p_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma}, \quad p = B \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right].$$

Здесь  $k$  — текущая объемная доля газовой фазы;  $\rho_l$  — плотность жидкой фазы;  $R$  — текущий радиус пузырьков;  $B$ ,  $n$  — константы в уравнении Рэля. Для пассивной среды полагаем  $\eta = 1$ , а для активной  $\eta = 1$  до момента  $t = t^*$ , когда пузырек достигает критического радиуса  $R^*$ , соответствующего моменту воспламенения смеси. При  $R = R^*$  происходит адиабатический взрыв, объем пузырька не меняется, а давление  $p_g$  в нем мгновенно скачкообразно поднимается до величины  $p_* = \rho_*(\gamma_* - 1)Q_{expl}$  ( $Q_{expl}$  — теплота взрыва;  $\rho_*$  — плотность продуктов детонации). При этом на соответствующую величину мгновенно изменяются коэффициент  $\eta$  и показатель адиабаты  $\gamma$ , который становится равным показателю адиабаты продуктов детонации  $\gamma_*$ . Далее процесс развивается при новых “начальных” условиях без изменения математической модели.

В расчетах в качестве жидкой фазы рассматривалась вода, в случае пассивной пузырьковой среды газовая фаза представляла собой идеальный газ с показателем адиабаты, равным 1,4, в случае активной среды — смесь  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ . В момент  $t = 0$  на левой границе ударной трубы задается постоянное давление  $p(0)$ .

Для численной реализации данной модели используется метод крупных частиц [9], адаптированный применительно к течениям кавитирующей жидкости в каналах и подробно изложенный в [10]. В настоящей работе этот метод модифицирован для исследования ударно-волновых процессов в пассивных и химически активных пузырьковых средах. Как отмечено в [10], основная идея метода состоит в расщеплении по физическим процессам исходной нестационарной системы уравнений. Среда моделируется системой жидких частиц, совпадающей в данный момент времени с ячейкой эйлеровой сетки. Расчет каждого временного шага включает три этапа. На первом этапе эффекты, связанные с перемещением элементарной ячейки, не рассматриваются (отсутствуют потоки масс через границы ячейки), предполагается, что жидкость ускоряется только за счет градиента давления, и для крупной частицы определяются промежуточные значения скоростей. На втором вычисляются потоки массы и импульса через границы ячейки. На заключительном этапе в следующий момент времени определяются скорость, плотность и давление.

**Формирование ударных волн и их преломление на контактной границе.** Проверка численной схемы осуществлялась на примере одномерной задачи о формировании волновых структур в ударной трубе постоянного сечения, заполненной жидкостью с пузырьками газа. Характерные структуры установившихся стационарных ударных волн в пассивной и активной средах представлены на рис. 2, а, б соответственно. В обоих случаях объемная доля газовой фазы составляла  $k_0 = 0,01$ , пузырьки имели одинаковый размер ( $R_0 = 0,1$  см),  $p(0) = 10$  атм. Для указанных параметров установление стационарного режима, например для волны пузырьковой детонации (максимальная амплитуда около 150 атм), регистрируется на расстоянии  $x \approx 15$  см от левой границы ударной трубы. Стационарная волна в пассивной среде (рис. 2, а) и “хвост” детонационной волны (рис. 2, б), бе-

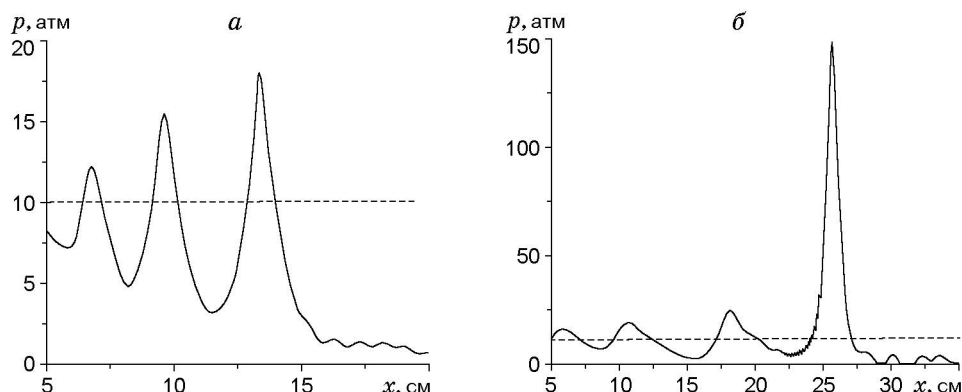


Рис. 2. Профили стационарных ударных волн в пассивной (*а*) и активной (*б*) пузырьковых системах (горизонтальные штриховые линии — заданные на торце трубы скачки давления  $p(0)$ , инициирующие волновой процесс)

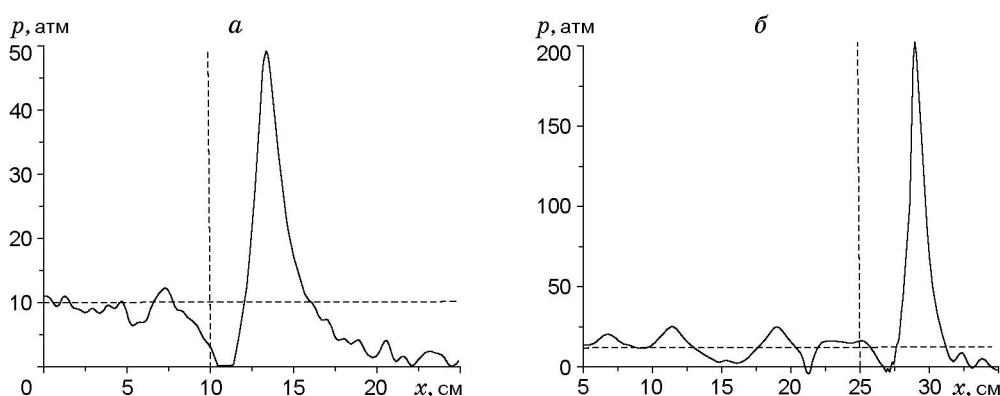


Рис. 3. Волновая структура в окрестности контактных границ в пассивной (*а*) и активной (*б*) пузырьковых системах (горизонтальные штриховые линии — заданные на торце трубы скачки давления  $p(0)$ , вертикальные — контактные границы)

гущий по пузырьковой системе с продуктами детонации (пассивной системе), имеют классическую осцилляционную структуру. Перед детонационным лидером и фронтом ударной волны в пассивной системе генерируется система предвестников.

Для решения задачи о генерации пузырьковыми системами акустического излучения в свободном от газовой фазы волноводе важное значение имеет анализ структуры и параметров волн, преломленных на контактной границе. При этом расстояние от торца трубы до контактной границы подбирается таким образом, чтобы к моменту столкновения с границей успел сформироваться стационарный профиль волны. При наличии контактной границы между однофазной жидкостью и пузырьковой средой в силу аномальной сжимаемости последней и значительного различия акустических импедансов этих сред возможно увеличение амплитуд ударной волны или волны пузырьковой детонации при их преломлении на контактной границе ( $x_*$ ) из менее плотной среды в более плотную. Результаты численного анализа этого эффекта (рис. 3) показывают, что усиление первой осцилляции ударной волны при ее преломлении на контактной границе пассивная среда — жидкость (рис. 3, *а*) и волны пузырьковой детонации (рис. 3, *б*) значительно слабее, чем при

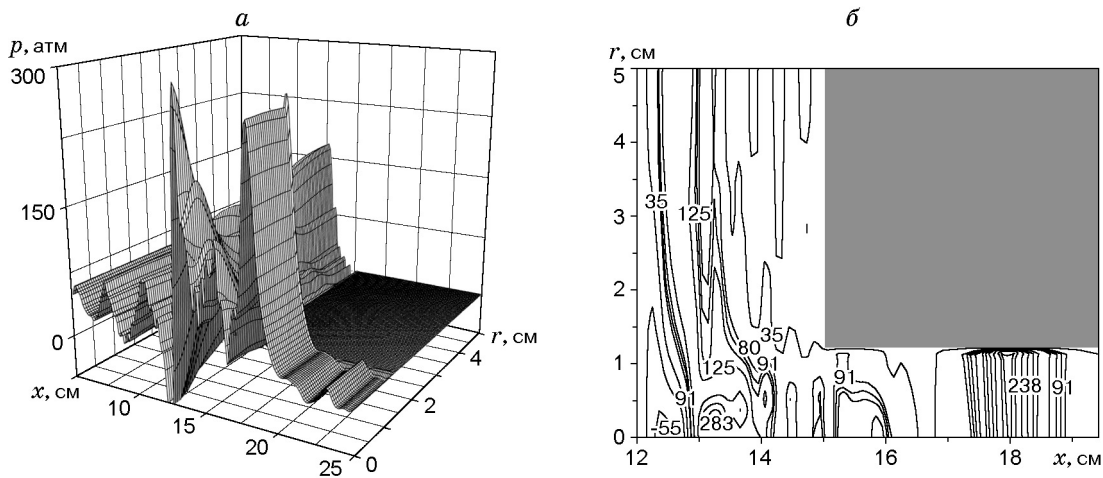


Рис. 4. Пространственное поле давлений (а) и изобары (б) в момент  $t = 200$  мкс в ударной трубе и волноводе при отражении волны пузырьковой детонации от твердой стенки с отверстием ( $k_0 = 0,01$ ,  $R_0 = 0,1$  см, заштрихованная область — твердая стенка)

их отражении от твердой стенки. Например, согласно данным [4] в пассивных средах при отражении от стенки давление в волне растет как функция объемной доли  $k_0$  по закону  $p_{ref}/p(0) \approx 2 + 24,5k_0^{1/4}$  и при указанных выше условиях увеличивается примерно на порядок. На рис. 3,б показан профиль преломленной детонационной волны, “хвост” которой, распространяясь за детонационным лидером с меньшей скоростью по пассивной среде, к данному моменту времени еще не достиг контактной границы. Заметим, что волновая структура перед контактной границей искажается отраженными от нее волнами.

**Генерация волн в ударной трубе с резким изменением сечений.** Анализ численных расчетов показал, что амплитуды генерируемых волн в диапазоне  $k_0 = 0,005 \div 0,04$  при  $r_{cyl}/R_{st} = 0,5$  и  $R_0 = 0,1$  см меняются несущественно как в пассивных, так и в активных пузырьковых средах. Поэтому для дальнейшего анализа структуры волнового поля в ударной трубе выбрано значение  $k_0 = 0,01$ .

Учитывая сложность ожидаемой волновой картины в ударной трубе, профиль которой имеет “скачки” сечений (см. рис. 1), проведен предварительный анализ особенностей волновой структуры для двух постановок отдельно: отражение от кольцевой стенки в канале ударной трубы без стержня (см. рис. 1,б) и расширение волны пузырьковой детонации за торцом соосного стержня длиной  $L_{cyl}$  в “полубесконечной” ударной трубе (см. рис. 1,в), наполненной активной пузырьковой средой.

*Отражение детонационной волны от стенки с отверстием.* Рассмотрим осесимметричную задачу об отражении волны пузырьковой детонации в круглой трубе (см. рис. 1,б) от ее торца в виде кольцевой твердой стенки с отверстием для волновода 5. Детонация инициируется по всему сечению трубы, координата стенки  $x_w$  и граница раздела пузырьковая среда — жидкость ( $x_* = 15$  см) совпадают с устьем волновода. На рис. 4 представлено характерное поле давлений в виде пространственного распределения и системы изобар в ударной трубе и волноводе при отражении детонационной волны от стенки. (На рис. 4–6 давление на изобарах указано в атмосферах.) На рис. 4 четко видны пик давления и фокусировка на оси (в пассивной системе) отраженной от стенки детонационной волны. Максимальное давление в пятне фокуса достигает 300 атм, амплитуда волны на входе в волновод ( $r_{out}/R_{st} = 0,25$ ) превышает 200 атм, при этом распределение давления

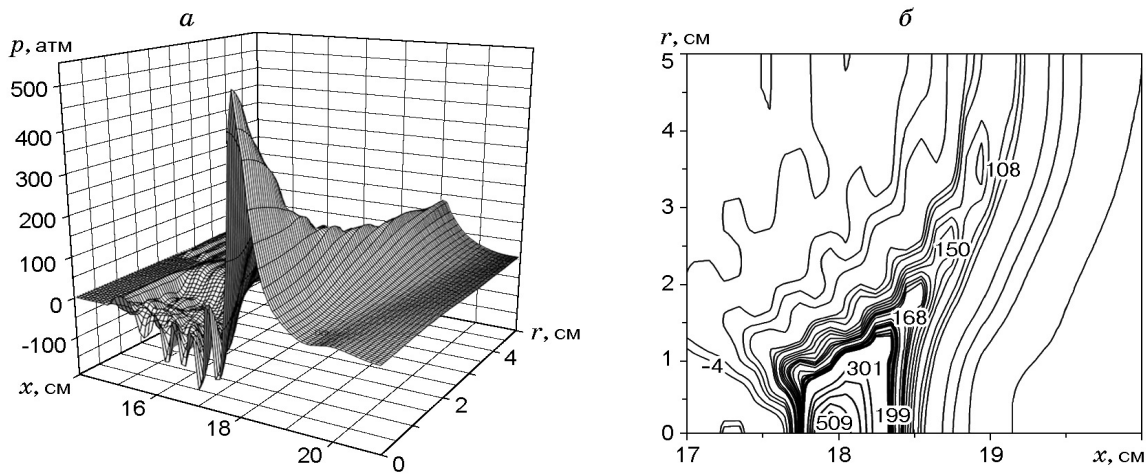


Рис. 5. Пространственное поле давлений (а) и изобары (б) в момент  $t = 225$  мкс в ударной трубе при расширении и фокусировке волны пузырьковой детонации

по его радиусу практически однородно (рис. 4,а). Давление на стенке к данному моменту времени уменьшается до начального давления в падающей волне. Отраженная волна с пятном фокуса перемещается влево по пассивной среде. Генерируемая в волноводе ударная волна существенно одномерна, а ее амплитуда практически не отличается от амплитуды детонационной волны, преломленной на контактной границе, рассчитанной в одномерной постановке (см. рис. 3,б).

*Расширение и фокусировка волны пузырьковой детонации.* Рассмотрим волновую структуру формирующегося в ударной трубе поля давлений при расширении детонационной волны в пузырьковой среде за торцом соосного стержня (см. рис. 1,в). При выходе волны из кольцевого канала 1 в секцию 3 полубесконечной ударной трубы за торцом стержня, находящемся на расстоянии  $x = L_{cyl} = 15$  см (рис. 5,а), возникает область разрежения. Очевидно, на некотором расстоянии от торца стержня разгрузка не столь значительна, и в волне сохраняется достаточный запас энергии для сжатия пузырьков до температуры воспламенения смеси. При этом в результате излучения энергии взрывающимися пузырьками не только компенсируются потери волны, но и возможно ее усиление в результате фокусировки, что подтверждается расчетом (рис. 5). На рис. 5,а вблизи торца стержня ( $x = 15 \div 17,5$  см) видна область разрежения, в которой волна пузырьковой детонации на этой фазе процесса не возникает. Однако, поскольку активная смесь в пузырьках в этой зоне сохраняется, последующие их пульсации могут привести к генерации детонации.

Зона фокуса на рис. 5 четко выделена: на некотором расстоянии от торца стержня в активной пузырьковой среде формируется маховская конфигурация, характерный размер которой превышает 1 см при относительно небольшом радиусе фокусировки ( $r_{cyl} = 2,5$  см,  $k_0 = 0,01$ ,  $r_{cyl}/R_{st} = 0,5$ ,  $R_0 = 0,1$  см). Маховская конфигурация перемещается вдоль оси и в рассматриваемом случае (рис. 5,б) удалена от торца стержня примерно на 3 см. Можно предположить, что на большом расстоянии поле давлений по сечению станет однородным, а структура волнового поля будет стремиться к “одномерному” варианту. Очевидно, существует некоторая оптимальная геометрия сечений ударной трубы, при которой амплитуда результирующей ударной волны, возбужденной в волноводе активной пузырьковой системой, максимальна.

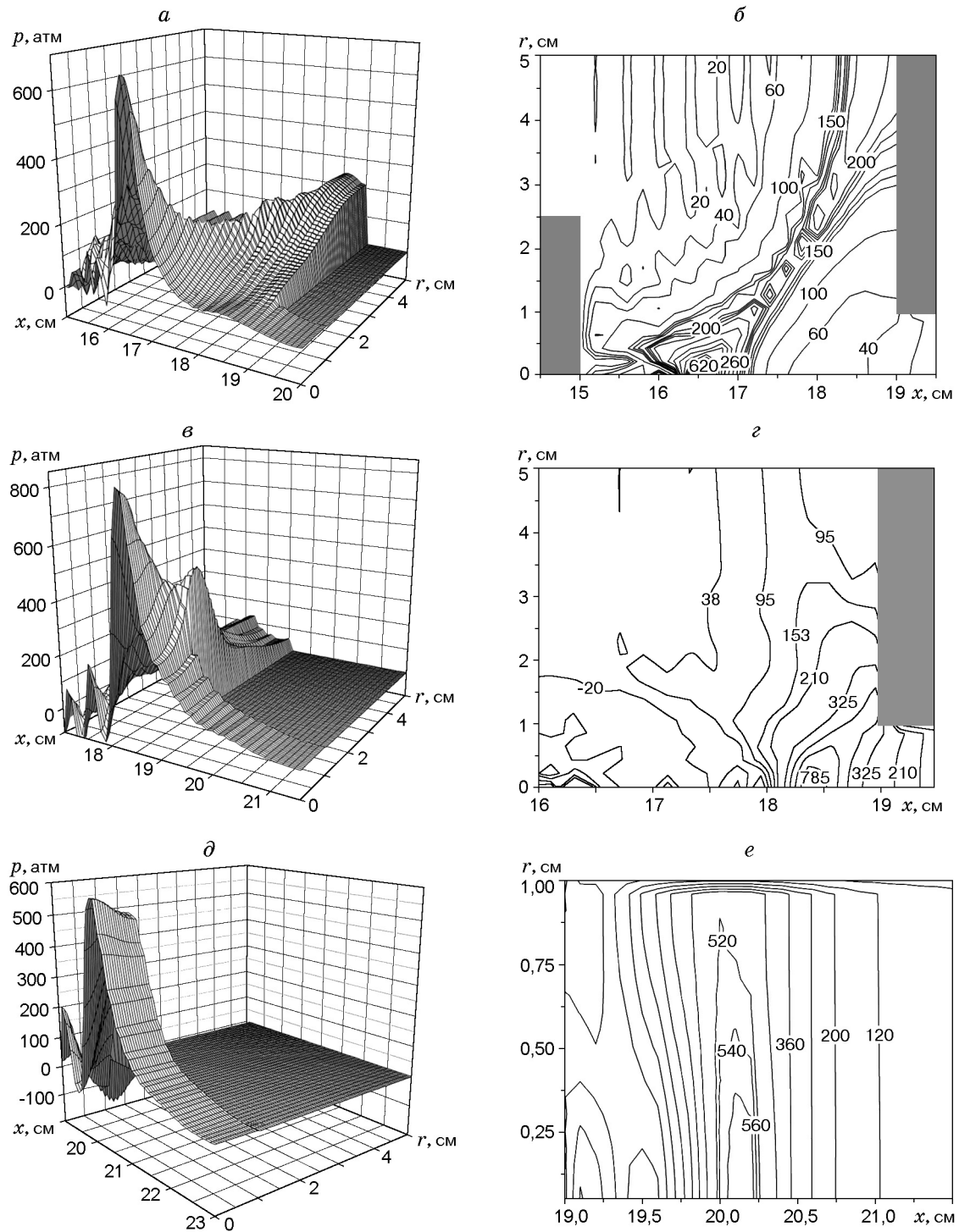


Рис. 6. Пространственные поля давлений (*а, в, д*) и изобары (*б, г, е*) в ударной трубе и волноводе при фокусировке и отражении от стенки волны пузырьковой детонации (заштрихованные области — торец стержня и стенка):  
*а, б* —  $t = 215$  мкс; *в, г* —  $t = 225$  мкс; *д, е* —  $t = 235$  мкс

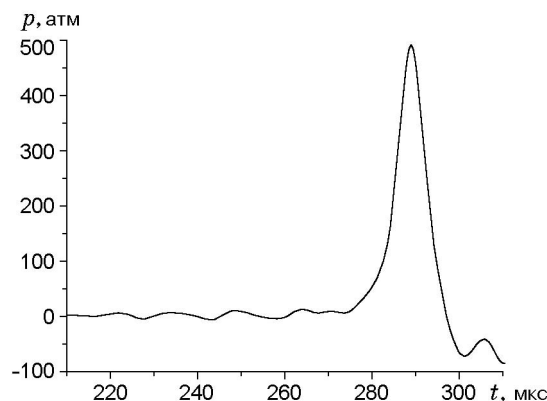


Рис. 7. Эволюция поля давлений

*Ударная труба с двумя “скачками” сечений.* Постановка задачи соответствует рис. 1,а. Расчет показывает, что в общей постановке для усиления волны, излученной в волновод, можно использовать эффект фокусировки и влияние стенки, например, подбирая параметр  $L$  таким образом, чтобы маховская конфигурация сформировалась в окрестности контактной границы (в приведенных ниже примерах  $L = 4$  см).

В качестве второго регулирующего параметра может быть использован радиус волновода  $r_{out}$ , значение которого должно подбираться в соответствии с размером диска Маха, так чтобы в канале волновода формировалась одномерная волна. Например, при радиусе волновода, равном радиусу стержня ( $r_{out} = r_{cyl} = 2,5$  см,  $r_{cyl}/R_{st} = 0,5$ ), амплитуда импульса в контрольном сечении  $b$  волновода (см. рис. 1,а) составляет 200 атм. При уменьшении радиуса выходного канала  $r_{out}$  до размера ножки Маха (примерно 1 см) амплитуда волны возрастает до 500 атм.

Результаты расчетов, представленные на рис. 6, подтверждают высказанное выше предположение о возможности значительного усиления волны, генерируемой в волноводе активной пузырьковой средой при распространении волны пузырьковой детонации в ударной трубе со “скачками” сечений. При  $t = 215$  мкс в центре фокуса ( $x_f \approx 16,5$  см) давление превышает 600 атм (рис. 6,а,б). Через 10 мкс (рис. 6,в,г) фокус перемещается на 2 см, а амплитуда в фокусе возрастает до 800 атм (влияние стенки). Распределение давления в волноводе в момент  $t = 235$  мкс представлено на рис. 6,д,е. В этот момент гребень волны в волноводе находится на расстоянии около 1 см от контактной границы и имеет максимальную амплитуду около 600 атм на оси канала со слабым спадом (до 500 атм) на расстоянии  $r \approx 0,9$  см от оси (при  $r_{out} = 1$  см). Резкий спад давления наблюдается в миллиметровой зоне вблизи стенки волновода.

На рис. 7 показана эволюция характерного поля давлений в сечении волновода  $b$  (см. рис. 1,а) начиная с момента прихода предвестников. Видно, что гидродинамическая ударная труба со “скачками” сечений, заполненная пузырьками со взрывчатой газовой смесью, при возбуждении в ней волны пузырьковой детонации генерирует в волноводе мощный импульс давления.

**Выводы.** В одномерной постановке проведен численный анализ преломления ударных волн и волн пузырьковой детонации на контактной границе жидкость с пузырьками газа — однородная жидкость, показавший, что амплитуды преломленных в однородную жидкость ударных волн могут значительно превышать амплитуды падающих волн, но оказываются существенно ниже, чем при отражении от твердой стенки.

В осесимметричной постановке исследованы эффекты усиления волн в каналах со “скачками” сечений в результате отражения от стенки или (и) при их фокусировке на



торце соосного с каналом жесткого стержня. Эффект усиления в такой конфигурации является результатом двумерной кумуляции ударной волны после выхода ее из кольцевого канала на торец стержня. В пятне фокуса формируется маховская конфигурация. Градиент давления по радиусу канала значителен, но по мере распространения волны по активной пузырьковой среде вдоль ударной трубы постоянного радиуса  $R_{st}$  давление по сечению осредняется и в пределе стремится к “дофокусному”.

Геометрические характеристики ударной трубы позволяют (в некотором диапазоне) управлять коэффициентом усиления и положением пятна фокуса. В частности, волна может быть сфокусирована в окрестности кольцевой твердой стенки (в области перехода в волновод через контактную границу) и усилена при отражении. При радиусе волновода, равном высоте маховской ножки, амплитуда излученной волны максимальна.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Кедринский В. К.** Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1968. № 4. С. 29–34.
2. **Накоряков В. Е., Вассерман Е. С., Покусаев Б. Г., Прибатурин Н. А.** Усиление амплитуды волн давления в парожидкостной среде пузырьковой структуры // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32, № 3. С. 411–417.
3. **Донцов В. Е., Накоряков В. Е.** Распространение ударных волн в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками растворимого газа // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 5. С. 91–102.
4. **Кедринский В. К., Вшивков В. А., Дудникова Г. И., Шокин Ю. И.** Усиление ударных волн при столкновении и фокусировке в пузырьковых средах // Докл. РАН. 1998. Т. 361, № 1. С. 41–44.
5. **Кедринский В. К., Шокин Ю. И., Вшивков В. А. и др.** Генерация ударных волн в жидкости сферическими пузырьковыми кластерами // Докл. РАН. 2001. Т. 381, № 6. С. 773–776.
6. **Kedrinskii V. K.** The Iordansky — Kogarko — van Wijngaarden model: shock wave and rarefaction wave interactions in bubbly media // Appl. Sci. Res. 1997/1998. V. 58, N 1/4. P. 115–130.
7. **Kedrinskii V. K., Fomin P. A., Taratuta S. P., Vasiliev A. A.** Phase transition role in a bubbly detonation problems // Proc. of the 22nd Intern. symp. on shock waves, London, 18–23 July, 1999. L.: Imperial College, 1999. P. 223–228.
8. **Kedrinskii V. K., Zamaraev F. N.** Wave amplification in chemically active bubbly media // Proc. of the 17th Intern. symp. on shock tube and shock waves, Bethlehem, 17–21 July, 1989. Bethlehem: Lehigh Univ., 1989. P. 51–62.
9. **Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М.** Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
10. **Таратута С. П., Маслов И. В., Бесов А. С.** Двумерное моделирование кавитационных течений в канале произвольной формы // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / РАН. Сиб. отд.-ние. Ин-т гидродинамики. 2001. Вып. 117. С. 146–150.

Поступила в редакцию 26/XI 2001 г.