



Особенности пространственных ударно-волновых течений в паро-газожидкостных смесях¹

Болотнова Р.Х., Агишева У.О., Бузина В.А.

Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УНЦ РАН, Уфа

Построена двухфазная модель паро-газожидкостной среды с учетом парообразования в двумерной осесимметричной постановке. Исследованы нестационарные процессы, возникающие при внезапном истечении вскипающей пароводяной смеси из сосудов высокого давления. Решены задачи ударно-волнового импульсного воздействия на ограниченные объемы, заполненные газожидкостной смесью.

1. Введение

Паро-газожидкостные среды используются в качестве рабочих жидкостей в различных технических системах и процессах, в химической и нефтегазодобывающей промышленности. Взрывное вскипание жидкости, находящейся в емкости под высоким давлением, возникающее при резком падении давления в результате разгерметизации, также связано с широкими практическими приложениями в связи с обеспечением безопасности технических объектов.

С необходимостью решения проблемы высокоэнергетического воздействия на газожидкостные среды на практике сталкиваются, например, в условиях аварийного (ударного) воздействия на цистерны и трубопроводы, заполненные пузырьковыми жидкостями (сжиженным газом, углеводородными соединениями и др.). Резкое повышение давления и температуры газа в пузырьках в рассматриваемых случаях может привести к разрыву емкости или к детонации, если смесь газов химически активна. Моделирование рассматриваемых динамических процессов в газожидкостных системах позволит прогнозировать, предупреждать и локализовывать взрывоопасные ситуации, возникающие в процессе ударно-волнового воздействия на исследуемые объекты.

В работе [1] рассмотрены особенности пространственной эволюции волновой картины течения при воздействии сильного локального ударного импульса давления на границе замкнутого объема в осесимметричной постановке, заполненного пузырьковой жидкостью; получено удовлетворительное согласование тестовых расчетов с экспериментальными данными по распространению сильных ударных волн в пузырьковой жидкости [2]. В экспериментальной работе [3] исследована динамика струи вскипающей воды при истечении из тонкого канала, в которой обнаружено влияние начальной равновесной температуры на форму струи. В работах [4, 5] решалась одномерная задача по внезапному истечению пароводяной смеси из сосуда высокого давления в односкоростном однотемпературном однодавленческом приближении и проводилось сравнение расчетов с экспериментами. Термодинамические свойства воды и пара описывались широкодиапазонным уравнением состояния воды и пара [6]. В настоящей работе построена двухфазная модель паро-газожидкостной смеси в двумерной осесимметричной постановке и проведены численные исследования нестационарных процессов, возникающих в задачах, связанных с истечением вскипающей пароводяной смеси из сосудов высокого давления и воздействием сильных ударных волн на ограниченные объемы, заполненные жидкостью, содержащей газовую фазу.

¹Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-01-97007-р_поволжье_a), Программы фонда фундаментальных исследований ОЭММПУ РАН (ОЭ-13) и Совета по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ РФ (код проекта НШ-2669.2014.1).

2. Постановка задачи. Основные уравнения

Для решения рассматриваемых задач используется система дифференциальных уравнений двухфазной смеси, полученная на основе положений механики многофазных сред [7] в односкоростном однодавленческом приближении, обобщенная на случай пространственной геометрии с осевой симметрией [8]:

– уравнения неразрывности фаз смеси:

$$\alpha_l \frac{d\rho_l^0}{dt} + \rho_l^0 \frac{d\alpha_l}{dt} + \alpha_l \rho_l^0 \operatorname{div} \mathbf{v} = -J_{lg}, \quad (1)$$

$$\alpha_g \frac{d\rho_g^0}{dt} + \rho_g^0 \frac{d\alpha_g}{dt} + \alpha_g \rho_g^0 \operatorname{div} \mathbf{v} = J_{lg}; \quad (2)$$

– уравнения движения смеси:

$$\rho \frac{dv_x}{dt} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad \rho \frac{dv_y}{dt} + \frac{\partial p}{\partial y} = 0; \quad (3)$$

– закон сохранения энергии смеси:

$$\alpha_l \rho_l^0 \frac{de_l}{dt} + \alpha_g \rho_g^0 \frac{de_g}{dt} + p \operatorname{div} \mathbf{v} = J_{lg}(e_l - e_g); \quad (4)$$

– дивергенция скорости в цилиндрической системе координат:

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = \frac{1}{y} \frac{\partial (yv_y)}{\partial y} + \frac{\partial v_x}{\partial x}.$$

Здесь и ниже использованы следующие обозначения: $p_i(\rho_i^0, T)$ и $e_i(\rho_i^0, T)$ – давление и внутренняя энергия фаз; ρ_i^0 – текущая плотность фаз; T – температура; α_i – объемное содержание i -ой фазы; ρ , ρ_0 – средняя и начальная плотности среды; x и y – пространственные эйлеровы координаты; v_x , v_y – проекции скорости на соответствующие оси; J_{lg} – кинетика фазового перехода вода–пар. Нижний индекс $i = l, g$ относится к жидкой и газовой фазам воды соответственно.

Численная реализация модели осуществлялась методом сквозного счета с использованием подвижных лагранжевых сеток [9].

Термодинамические свойства парожидкостной смеси описывались уравнением состояния воды и пара в форме Ми-Грюнайзена в виде суммы потенциальной (холодной) и тепловой составляющих для давления и внутренней энергии [6]:

$$\begin{aligned} p(\rho_i^0, T) &= p^p(\rho_i^0) + p^T(\rho_i^0, T), \\ e(\rho_i^0, T) &= e^p(\rho_i^0) + e^T(T) + e^{ch}. \end{aligned} \quad (5)$$

При решении задач с фазовыми переходами, в частности, с испарением, в системе уравнений (1)–(5) использовалось уравнение кинетики фазового перехода вода–пар по аналогии с работой [4]:

$$J_{lg}(x, y, t) = 2\pi a(x, y, t)n(x, y, t)\operatorname{Nu} \frac{\lambda_l(T - T_s(p))}{l_s(T)},$$

где λ_l – коэффициент теплопроводности; $T_s(p)$ – температура насыщения; $l_s(T)$ – теплота парообразования; a – радиус пузырьков:

$$a(x, y, t) = \sqrt[3]{\frac{3\alpha_g(x, y, t)}{4\pi n(x, y, t)}}.$$

3. Результаты расчетов

При решении задачи истечения вскипающей жидкости из сосуда высокого давления предполагалось, что в начальный момент времени из цилиндрической трубы диаметром 0.0025 м и длиной 0.15 м, где находилась вода при равновесных начальных условиях, в соответствии с условиями эксперимента [3], в результате мгновенного удаления правой заслонки происходило взрывное истечение вскипающей воды.

На рис. 1(a),(b) приведены фотографии струй вскипающей жидкости при $T_0 = 473$ К (a) и $T_0 = 503$ К (b). При начальной температуре $T_0 \leq 480$ К (рис. 1(a)) струя имеет конический вид. С увеличением начальной температуры происходит рост угла раскрытия. При начальных температурах насыщения $480 < T_0 < 580$ К в экспериментах струя жидкости растекалась по боковой стенке, и угол раскрытия составлял 180 градусов (см. 1(b)). Для сравнения на том же рис. 1(c),(d) представлено численное решение задачи истечения пароводяной смеси в виде распределения объемной концентрации паровой фазы для различных начальных давлений и температур, соответствующих линии насыщения воды и пара [6]. В расчетах при выборе геометрии канала не учитывалась плоскость растекания струи, перпендикулярная оси сопла на открытом конце. Вследствие этого, при численных расчетах при $480 < T_0 < 580$ К, струя закручивалась при движении вдоль боковой поверхности трубы против движения потока с углом распыла в основании, превышающим 90 градусов, что качественно согласуется с экспериментальными данными [3].

Для анализа механизмов фокусировки ударных волн в ограниченных осесимметричных сосудах проводились расчеты по обжатию интенсивным волновым импульсом амплитудой 1000 бар по внешней границе цилиндрического объема размерами $x = y = 1$ м (рис. 2). Задача решалась с использованием системы уравнений (1)–(5) в условиях двухтемпературной схемы без учета фазовых переходов

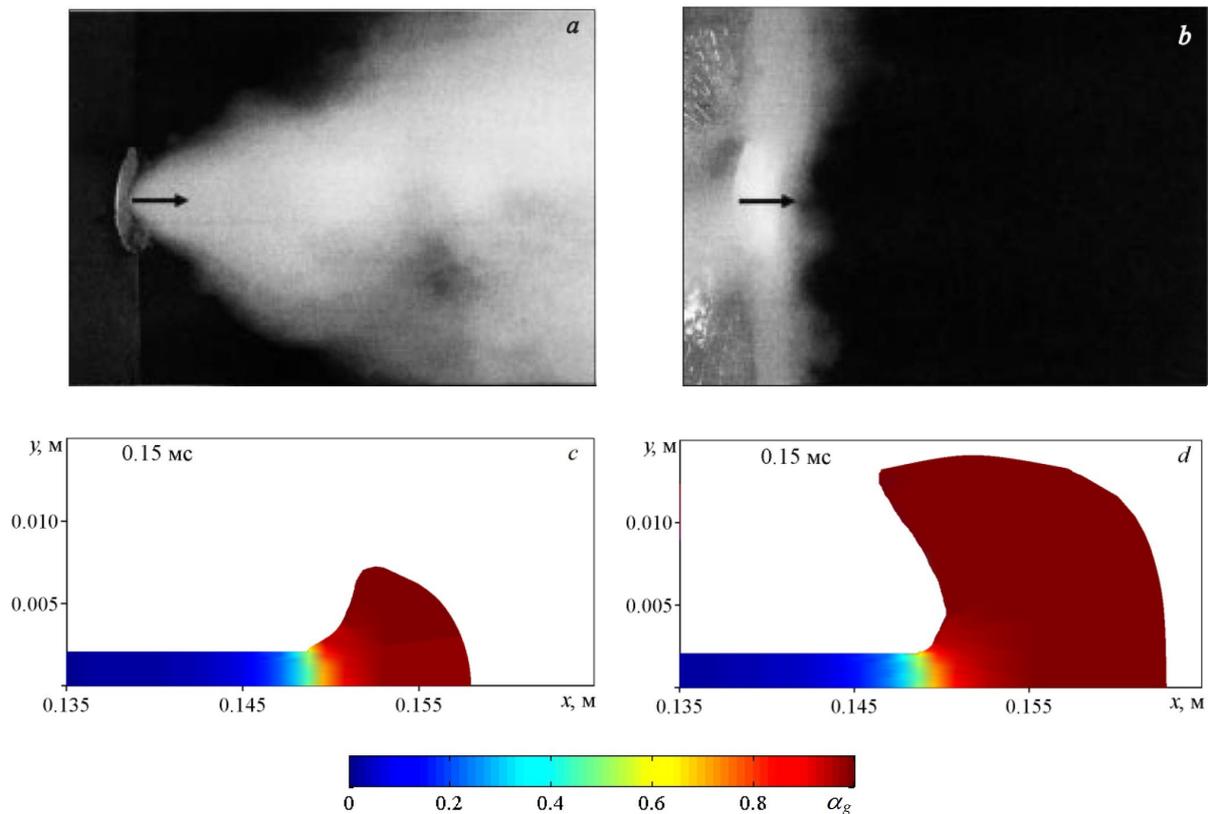


Рис. 1. Фотографии струй вскипающей жидкости для начальных равновесных температур а) $T_0 = 473$ К, б) $T_0 = 503$ К, соответствующие эксперименту [3]. Расчетные распределения объемного паросодержания α_g в указанные моменты времени с) $T_0 = 473$ К, д) $T_0 = 503$ К

($J_{lg} = 0$). При расчетах рассматриваемой задачи в случае, когда цилиндрический объем заполнен водой, сформировавшиеся ударные волны имеют амплитуду порядка 600 бар и движутся к противоположным границам расчетной области, в зонах их взаимодействия образуется локальное повышение давления (см. рис. 2 при $t = 0.2$ мс). С приближением к центру амплитуда сходящихся импульсов возрастает (см. рис. 2 при $t = 0.5$ мс). В процессе отражения от осей симметрии x и y амплитуда повышается до 5200 бар (см. рис. 2 при $t = 0.55$ мс). После фокусировки отраженные волновые импульсы направлены к границам цилиндрического объема. На рис. 3 представлены результаты численного моделирования воздействия аналогичного волнового импульса на ограниченный цилиндрический объем, заполненный пузырьковой жидкостью, с линейными размерами, совпадающими с предыдущей задачей, с начальным содержанием газа (совершенный газ азот) $\alpha_{g0} = 0.04$. Наличие пузырьков газа влияет на формирование волновых импульсов: их скорости и амплитуды значительно ниже, чем в воде, и с

течением времени убывают с 320 бар до 130 бар (см. рис. 3 при $t = 0.2 - 0.6$ мс), трансформируясь в единый сходящийся фронт (см. рис. 2 при $t = 0.6$ мс). Наблюдается фокусировка ударных волн на пересечении осей x и y , где амплитуда давления возрастает до 2000 бар (см. рис. 3 при $t = 1 - 1.1$ мс), приобретая максимальное значение, фиксируемое в центральной области цилиндра. В этой зоне фокусировки температура газа в пузырьках составляет $T_g \approx 2500$ К.

4. Заключение

Таким образом, разработанная математическая модель паро-газожидкостной смеси для решения задач пространственной геометрии позволила провести исследование численного решения задачи истечения вскипающей жидкости из сосуда высокого давления и оценить степень влияния начальных параметров, близких к термодинамической критической точке, на формирование режимов образования формы струи вплоть до ее развала на начальной нестационарной стадии процесса истече-

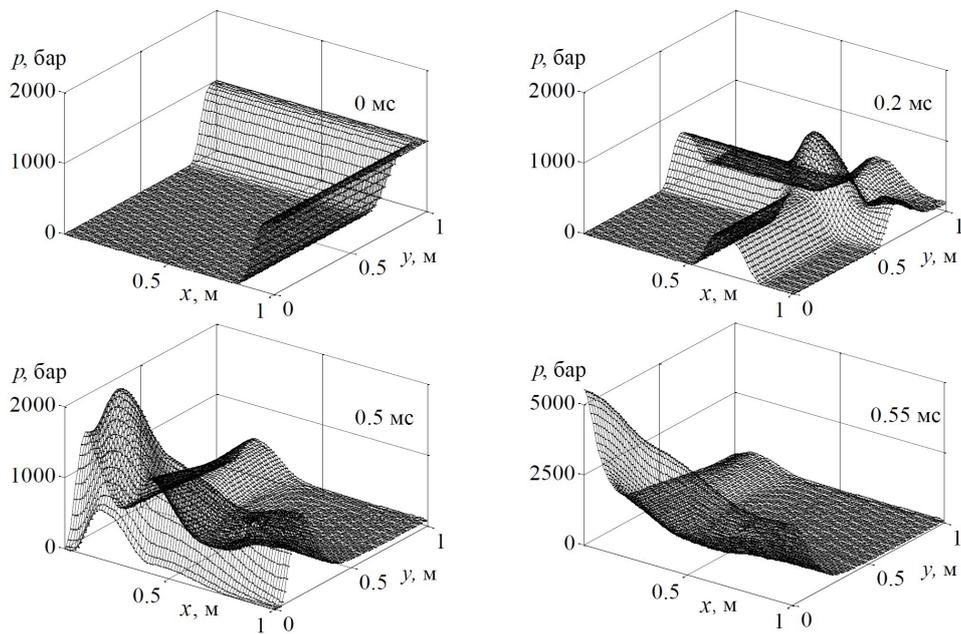


Рис. 2. Динамика поля давления при обжати волновым импульсом цилиндра $x = y = 1$ м, заполненного водой в указанные моменты времени

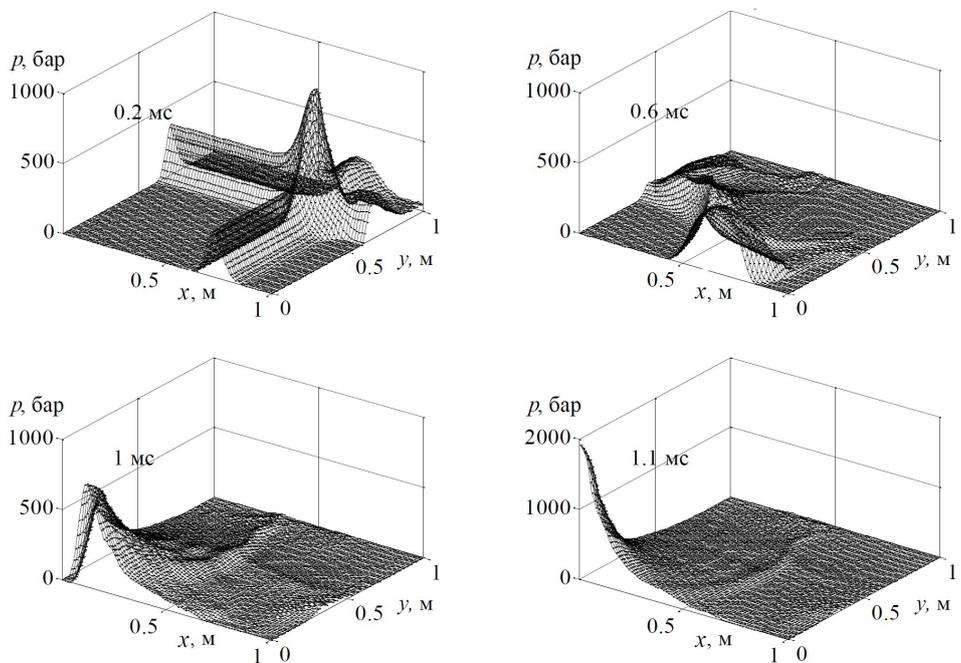


Рис. 3. Динамика поля давления при обжати импульсом давления цилиндра $x = y = 1$ м, заполненного пузырьковой жидкостью ($\alpha_{g0} = 0.04$) в указанные моменты времени

ния. Анализ волновой картины течения в задаче обжатии интенсивным волновым импульсом ограниченного цилиндрического объема позволил установить характерные особенности процесса локальной фокусировки волн давления, амплитуда и длительность которых уменьшаются при наличии в жидкости газовой фазы.

Список литературы

- [1] Агишева У.О. Воздействие ударных волн на пузырьковые и пенные структуры в двумерных осесимметричных объемах // Вестник Башкирского университета. 2013. Т. 18, № 3. С. 640–645.
- [2] Сычев А.И. Сильные ударные волны в пузырьковых средах // Журнал технической физики. 2010. Т. 80, № 6. С. 31–35.
- [3] Решетников А.В., Мажейко Н.А., Беглецов В.Н., Скоков В.Н., Коверда В.П. Динамика пульсаций при взрывном вскипании струй перегретой жидкости // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33, выпуск 17. С. 31–37.
- [4] Болотнова Р.Х., Бузина В.А., Галимзянов М.Н., Шагапов В.Ш. Гидродинамические особенности процессов истечения вскипающей жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 6. С. 719–730.
- [5] Bolotnova R.Kh., Galimzianov M.N., Topolnikov A.S., Buzina V.A., Agisheva U.O. Hydrodynamic processes in bubbly liquid flow in tubes and nozzles // World Academy of Science, Engineering and Technology. 2012. Vol. 68. С. 2000–2007.
- [6] Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Широкодиапазонное уравнение состояния воды и пара. Упрощенная форма // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49, № 2. С. 310–313.
- [7] Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука. 1987. Ч. 1. 464 с. Ч. 2. 360 с.
- [8] Шевелев Ю.Д. Пространственные задачи вычислительной аэрогидродинамики. М.: Наука. 1986. 367 с. Ч. 2. 360 с.
- [9] Олдер Б., Феряха С., Ротенберг М. Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир. 1967. 384 с.