

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 532.52: 536.423

**Пульсации давления при инъекции газа
в заполненный жидкостью закрытый объём
при больших перепадах давления***

М.В. Алексеев¹, И.С. Вожаков^{1,2}, С.И. Лежнин^{1,2}

¹*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

²*Новосибирский государственный университет*

E-mail: alekseev@itp.nsc.ru

Представлены результаты численного моделирования инъекции воздуха в замкнутый объём с жидкостью (водой, жидким свинцом) при больших перепадах давления. Показано существенное различие процессов образования воздушного объёма и эволюции его границы при инъекции в воду и жидкий свинец. Сопоставление периодических пульсаций давления в газовом объёме, полученных путем численного моделирования, с пульсациями давления, полученными для квазистационарной одномерной модели, показало существенную консервативность упрощенной модели. Проведено сравнение процесса разрушения газовых объёмов при периодических пульсациях в воде и жидком свинце. Показано, что при прочих одинаковых условиях газовый объём в воде разрушается быстрее, чем объём газа в свинце.

Ключевые слова: инъекция газа в жидкость, пульсации давления, жидкий свинец.

Аварийная разгерметизация парогенераторов жидкометаллических ядерных реакторов сопровождается инъекцией газа (пара) при высоком давлении в объём жидкости (металлического теплоносителя) [1]. Похожие ситуации возникают при инъекции газа в пневматических системах корабельной техники [2], а также при разгерметизации подводных газопроводов [3]. Особенность численного моделирования подобных задач состоит в учете комплекса связанных между собой физических явлений: сопряженного процесса генерации волн давления во внешней среде и в сосуде высокого давления, нестационарного истечения газа, процесса вытеснения жидкости газом [4]. В работе [5] было показано, что численное решение задачи вытеснения газом жидкости под большим давлением с использованием двухскоростной модели двухфазной среды [6] требует специального задания режимной карты двухфазного потока [7]. С развитием CFD-кодов, таких как, например, OpenFoam [8], задача о вытеснении газом жидкости приближенно (минимальный размер включений одной фазы в другую определяется расчетной сеткой) может быть решена с использованием односкоростной модели двухфазной среды и VOF-метода [8].

Целью настоящей работы является численное моделирование процесса инъекции воздуха в замкнутый объём с жидкостью (водой, жидким свинцом) при больших перепадах давления (в расчетах выбрано $\Delta P = 160 \cdot 10^5$ Па). Рассматривается осесимметричная задача об истечении вязкого газа из торца трубы в замкнутую вертикальную закрытую

* Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (государственный контракт Ш.22.7.3.).

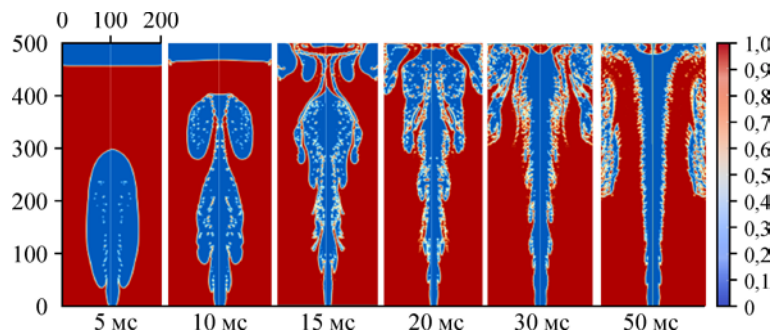


Рис. 1. Динамика объемной доли жидкости при инъекции воздуха в закрытый объем с водой.

Красный цвет — жидкость, синий цвет — газ; шкалы размеров в мм.

трубную область, заполненную вязкой жидкостью, с газовой «подушкой» на верхнем торце. Осесимметричная задача выполнена на трехмерном решателе «compressibleInterFoam» в пакете OpenFOAM с помощью расчетной области в виде сектора с малым углом и равномерной сеткой с размером ячейки $1 \text{ мм} \times 1 \text{ мм}$. Для учета влияния турбулентной вязкости в работе использовалась стандартная k - ϵ модель турбулентности. Поскольку характерные числа Рейнольдса как для воды, так и для свинца достаточно велики ($Re \gg 1000$), применение модели турбулентности обосновано. Детально методика расчета и расчетная область описаны в работе [4]. В частности, все расчеты проводились для воды и жидкого свинца при следующих значениях параметров: давление газа $p_0 = 18 \text{ МПа}$, температура воды $T_W = 373 \text{ К}$, температура жидкого свинца $T_{Pb} = 650 \text{ К}$, давление в закрытом объеме $p_{\text{АТМ}} = 2,0 \text{ МПа}$, показатель адиабаты газа $\gamma = 7/5$. Диаметр трубы D составлял $0,2 \text{ м}$, диаметр инжектора $d = 0,02$, длина трубы $H = 0,5 \text{ м}$, уровень жидкости в трубе $H_L = 0,4 \text{ м}$. Остальная часть трубы заполнялась воздухом.

Численный расчет показал, что динамика пульсаций в газовой полости существенно зависит от физических свойств жидкости в объеме. Так, для воды (рис. 1) в начальный момент времени происходит образование газового снаряда. Его рост происходит в вертикальном направлении, вытесняя жидкость и сжимая газовой объем в верхней области. Для жидкого свинца начальный рост газового снаряда происходит как в радиальном, так и в вертикальном направлении (рис. 2). При этом рост снаряда вдоль торцевой стенки получается выше, чем у воды, из-за этого форма газового снаряда приобретает колоколообразный вид.

Для сравнения с результатами численного моделирования рассмотрим упрощенную квазистационарную модель задачи, которая может приближенно описывать процесс на «неволновых временах» ($t > D/c$, где c — характерная скорость звука). Согласно этой модели при больших расходах газа, поступающего снизу в заполненный жидкостью

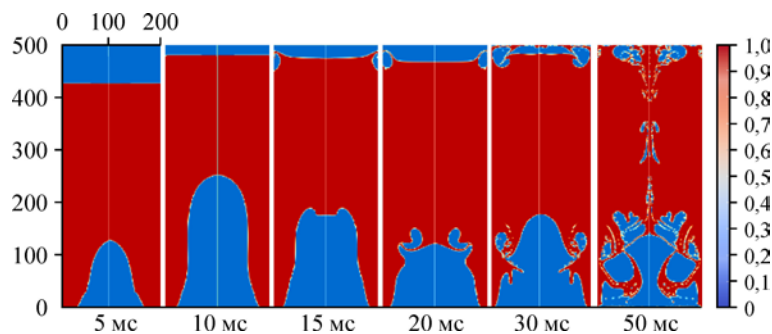


Рис. 2. Динамика объемной доли жидкости при инъекции воздуха в закрытый объем со свинцом.

Красный цвет — жидкость, синий цвет — газ; шкалы размеров в мм.

канал, образуется газовая полость (снаряд), которая занимает все сечение канала. В результате инъекции возникают осцилляции давления в снаряде p_G [10]. Удельный расход воздуха из насадка задается выражениями [11]

$$j_G = \rho_G u_G = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} p_0 \rho_0 \left(\left(\frac{p_G}{p_0} \right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p_G}{p_0} \right)^{1+1/\gamma} \right)} \quad \text{при } p_G > p_{CR} = p_0 \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\gamma/(\gamma-1)},$$

$$j_G = \rho_{CR} u_{CR} = \sqrt{\gamma p_0 \rho_0} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad \text{при } p_G < p_{CR}. \quad (1)$$

То есть предлагается использование стационарных соотношений, согласно которым при низком внешнем давлении на срезе насадка устанавливается постоянный, не зависящий от давления расход (критическое истечение с локальной скоростью звука). Здесь введены обозначения для индексов: L — жидкость, G — газ, CR — критический, 0 — камера высокого давления. Кроме этого, вводится дополнительное допущение — вязкостью жидкости в упрощенной модели при движении жидкого столба пренебрегаем. Тогда в рамках модельных предположений динамика жидкого столба определяется уравнением

$$\rho_L H_L \frac{d^2 l_G}{dt^2} = p_G - p_{G,UP} - \rho_L g H_L, \quad (2)$$

где $p_{G,UP}(t)$ — давление в верхней газовой подушке. Для замыкания системы уравнений (1) и (2) используем баланс энтальпии газа в снаряде в адиабатических условиях:

$$\frac{dp_G}{dt} = -\gamma \frac{p_G}{l_G} \cdot \frac{dl_G}{dt} + \frac{\gamma}{l_G} \cdot \frac{p_0}{\rho_0} \cdot \frac{d^2}{D^2} j_G. \quad (3)$$

Положив в уравнениях (1) и (3) $\gamma = 1$, переходим к изотермическому приближению, то есть к полному теплообмену газа с жидкостью.

На рис. 3 выполнено сравнение пульсаций давления для воды и свинца, полученных из асимптотической модели в адиабатическом и изотермическом приближениях (линии 1 и 2 соответственно) и с использованием пакета OpenFoam (линия 3). Также указан уровень критического давления (линия 4).

Первые пульсации давления, рассчитанные по асимптотической модели и полученные с помощью пакета OpenFoam, приближено совпадают для воды и для свинца. Это связано с тем, что до первой пульсации газовый снаряд и верхняя газовая «подушка»

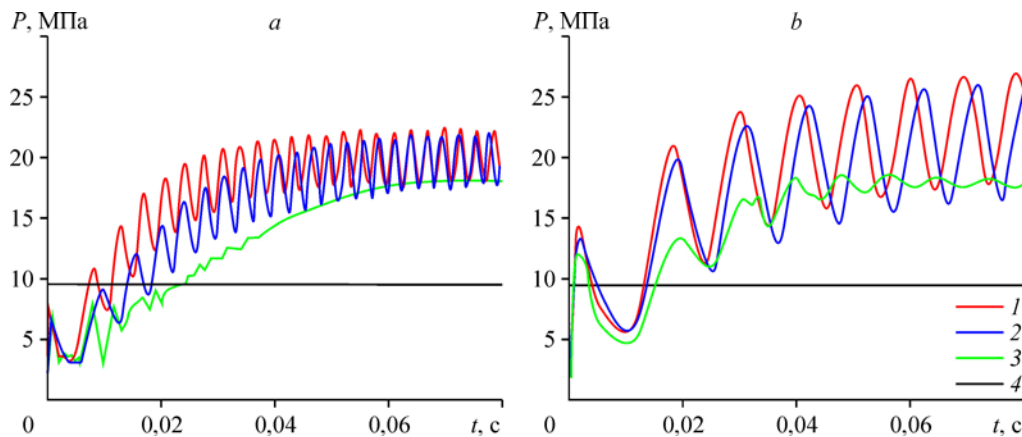


Рис. 3. Пульсации давления на расстоянии 0,05 м от инжектора газа (от отверстия насадка).

a — расчет для воды, *b* — расчет для свинца; 1 — адиабатическая модель, 2 — изотермическая модель, 3 — расчет по OpenFoam, 4 — значение критического давления (1).

еще разделены (для воды см. на рис. 1 фрагмент при ~ 10 мс, для свинца — на рис. 2 фрагмент при ~ 20 мс) и геометрия распределения газа и жидкости близка к геометрии постановки задачи на основе приближенной модели.

При последующих пульсациях происходит перемешивание газа и жидкости. Приближенная модель с точки зрения расчетов амплитуд пульсаций давления оказалось существенно консервативной. Для инъекции газа в воду (рис. 1) в момент времени 20 мс происходит вырождение газового снаряда в струю и объединение ее с газовым объемом над жидкостью. На графике давления (рис. 3а, линия 3) в этот момент происходит исчезновение периодических пульсации давления. В отличие от случая с водой (рис. 2) в жидком свинце газовый снаряд и газовый объем над жидкостью распадаются на кластеры пузырей, которые не объединяются и локализируются в разных концах трубного канала. На графике давления (рис. 3б, линия 3) видно, что это приводит к уменьшению как амплитуды, так и периода пульсаций давления.

Для сравнения характерных размеров пузырей, образующихся в результате развития неустойчивостей, можно провести оценку по величине чисел Бонда Bo (неустойчивость Рэлея–Тейлора) и чисел Вебера We (неустойчивость Кельвина–Гельмгольца) [6]:

$$Bo = \frac{\rho_L a_L d^2}{\sigma} = \frac{\rho_L \cdot d^2}{\sigma} \cdot \frac{\Delta p}{\rho_L H_L} = \frac{\Delta p d^2}{\sigma H_L}, \quad We = \frac{\rho_G u_G^2 d}{\sigma}, \quad (4)$$

где a_L — ускорение, σ — поверхностное натяжение.

В предположении квазистационарности процесса дробления струи будем считать, что размеры пузырьков соответствуют критическим числам либо Бонда, либо Вебера. Соответствующие числа для воды и для свинца должны быть величинами одного порядка, например, в работе [6] в первом приближении предлагается считать $Bo_{CR} \sim 4\pi^2$, $We_{CR} \sim 2\pi$. Из (4) получим отношение характерных размеров пузырей: «по Бонду» — $d_{pb}/d_w \sim (\sigma_{pb}/\sigma_w)^{1/2} \approx 2,5$, «по Веберу» — $d_{pb}/d_w \sim \sigma_{pb}/\sigma_w \approx 6$.

Можно сделать следующий вывод: средние размеры пузырей для воды будут всегда меньше соответствующих размеров пузырей для свинца, что вытекает из качественного анализа размеров включений из любой модели развития процесса дробления.

Список литературы

1. Субботин В.И., Арнольдов М.Н., Козлов Ф.А., Шимкевич А.Л. Жидкометаллические теплоносители для ядерной энергетики // Атомная энергия. 2002. Т. 92, вып. 1. С. 31–42.
2. Пегов В.И., Мошкин И.Ю., Меркулов Е.С., Чешко А.Д. Численное моделирование гидродинамических нагрузок на стартующую ракету и подводную лодку // Вестник Концерна ПВО «Алмаз–Антей». 2016. № 3. С. 30–35.
3. Арндт А.В. Математическое моделирование гильотинного разрыва газопровода под водой. Магистерская дисс., Томск: Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 2018. 144 с.
4. Lezhnin S.I., Alekseev M.V., Vozhakov I.S., Pribaturin N.A. Simulating gas (vapor) outflow into a liquid // J. Phys.: Conf Ser. 2018. Vol. 1105. P. 012081-1–012081-5.
5. Вожаков И.С., Лежнин С.И., Алексеев М.В., Богомолов А.Р., Прибатурин Н.А. Моделирование истечения газа в среду высокой плотности // Вестн. Кузбасс. гос. технич. ун-та. 2016. № 5. С. 86–93.
6. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
7. Алексеев М.В., Вожаков И.С., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А. Влияние межфазного трения на характеристики истечения двухфазной смеси в среду с высокой плотностью // Вестник ТюмГУ. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2016. Т. 2, № 3. С. 49–62.
8. The OpenFOAM Foundation, OpenFOAM v6 User Guide, 2019. <https://cfd.direct/openfoam/user-guide>.
9. Alekseev M.V., Vozhakov I.S., Lobanov P.D., Svetonovosov A.I., Kalpana Mohan V., Lezhnin S.I., Pribaturin N.A. Numerical simulation of pulsed gas-to-liquid injection modes using open source CFD software package OpenFoam // J. Phys.: Conf Ser. 2018. Vol. 1105. P. 012085-1–012085-5.
10. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. М: Мир, 1972. 440 с.
11. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.2. М: Наука, 1970. 568 с.

Статья поступила в редакцию 28 марта 2019 г.,
после доработки — 23 мая 2019 г.,
принята к публикации 4 июня 2019 г.