

УДК 536.24

## Формирование, распространение и отражение от стенки сосуда волны термической детонации

В. И. Мелихов, О. И. Мелихов, А. Е. Тарасов

### Сведения об авторах

**Мелихов Владимир Игорьевич** — доктор технических наук, профессор кафедры Атомных электрических станций МЭИ, e-mail: vladimir.melikhov@erec.ru

**Мелихов Олег Игорьевич** — доктор физико-математических наук, зам. директора по научной работе АО «Электрогорский научно-исследовательский центр по безопасности атомных электростанций», профессор кафедры Атомных электрических станций МЭИ

**Тарасов Артем Евгеньевич** — аспирант кафедры Атомных электрических станций МЭИ

В ходе аварии на АЭС с разрушением и плавлением активной зоны возможно образование крупнодисперсной смеси высокотемпературного расплава с пароводяной средой, что может привести к паровому взрыву, вследствие очень быстрой передачи энергии расплава к воде. Выполнена оценка динамических воздействий при паровом взрыве в рамках одномерного приближения с варьированием параметров исходной смеси.

Приведено краткое описание математической модели термической детонации. Одним из ключевых процессов, определяющих темп выделения энергии в среде, является фрагментация капель расплава в ударной волне. Рассмотрен гидродинамический механизм фрагментации в зависимости от условий обтекания капель расплава пароводяной средой.

Проведено численное исследование распространения волны термической детонации в системе кориум – вода и ее отражения от твердой стенки. Получена качественная картина процессов формирования, распространения и отражения от стенки волны.

Определены количественные характеристики воздействия волны на стенку при варьировании координаты точки инициирования. Так же в расчетах менялось значение начальной объемной доли расплава. В результате анализа полученных результатов можно сделать вывод, что величины давления на стенку и импульса давления на стенку имеют более высокие значения для более удаленных от стенки точек инициирования. Это объясняется тем, что волна термической детонации в таких случаях формируется в наибольшей по размеру области, содержащей капли расплава.

Ключевые слова: математическая модель, термическая детонация, импульс давления, расплав кориума.

---

## Thermal detonation wave generation, propagation and reflection from a vessel wall

V. I. Melikhov, O. I. Melikhov, A. E. Tarasov

### Information about authors

**Melikhov Vladimir I.** — Dr.Sci. (Techn.), Professor of Nuclear Power Plants Dept., MPEI, e-mail: vladimir.melikhov@erec.ru

**Melikhov Oleg I.** — Dr. Sci. (Phys.-Math.), Deputy Director of Scientific Work of «Electrogorsk Research Centre for the Safety of Nuclear Power Plants», Professor of Nuclear Power Plants Dept., MPEI

**Tarasov Artem E.** — Ph.D.-student of Nuclear Power Plants Dept., MPEI

A severe accident at an NPP involving destruction and melting of the core may entail formation of a coarsely dispersed mixture of high-temperature melt with a steam-and-water medium. This, in turn, can lead to a steam explosion as a consequence of very fast transfer of heat from melt to water. The aim of the study is to evaluate the dynamic effects resulting from the steam explosion in the 1D approximation with varying the parameters of the initial mixture.

The mathematical model of thermal detonation is briefly described. Fragmentation of molten corium droplets in a shock wave is one of the key processes defining the energy release rate in the medium. The hydrodynamic mechanism governing the droplet fragmentation process is considered as a function of conditions under which the medium flows over the melt droplets.

The propagation of a thermal detonation wave in the “corium--water” system and its reflection from a wall is numerically modeled. The qualitative picture of the thermal detonation wave formation and propagation processes, and its reflection from a wall is obtained.

The quantitative parameters characterizing the wave's impact on a wall were determined as a function of the initiating point coordinate. The melt's initial volumetric fraction was also varied in the calculations. A conclusion can be drawn from an analysis of the obtained results that

the pressure and its pulse upon the wall have higher values for initiation points that are more distant from the wall. This is attributed to the fact that in such cases, the thermal detonation wave is generated in the largest region containing melt droplets.

Key words: mathematical model, thermal detonation, pressure pulse, molten corium.

## Введение

В ходе тяжелой аварии на АЭС с разрушением и плавлением активной зоны возможно образование крупнодисперсной смеси высокотемпературного расплава с пароводяной средой, что может привести к паровому взрыву вследствие быстрой передачи энергии расплава воде. Очевидно, что пространственное распределение взрывоопасной крупнодисперсной смеси с пароводяной средой зависит от множества факторов, которые вряд ли возможно учесть в полной мере. Это актуализирует выполнение оценок динамических воздействий при паровом взрыве в рамках одномерного приближения с варьированием параметров исходной смеси, чему посвящена настоящая работа.

## Математическая модель

Математическая модель исследуемых процессов подробно описана в работах [1 — 3]. Здесь приведем лишь ее основные черты.

Пусть в рассматриваемой области находится пароводяная смесь, содержащая капли высокотемпературного расплава. При определенных гидродинамических условиях капли расплава могут дробиться на множество мелких фрагментов, что приводит к резкому увеличению площади межфазной поверхности и, соответственно, к возрастанию теплового потока от расплава в пароводяную смесь. Для описания этого процесса используются уравнения механики многофазных сред [4]. Рассматриваются следующие фазы: пароводяная смесь, крупные капли расплава, мелкодисперсные фрагменты расплава. Для более точного описания межфазного теплообмена учитывается неоднородное распределение температуры во фрагментах.

Полагается, что пароводяная смесь находится в состоянии теплового и механического равновесия. Таким образом, в модели рассматриваются три фазы: пароводяная смесь (индекс  $w$ ), капли расплава ( $m$ ), фрагменты расплава ( $f$ ). Давление полагается одинаковым для всех фаз.

Уравнения сохранения масс фаз имеют вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_w \rho_w) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_w \rho_w V_w) = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_m \rho_m V_m) = -\Gamma_f; \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_f \rho_m) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_f \rho_m V_f) = \Gamma_f; \quad (3)$$

$$\alpha_w + \alpha_m + \alpha_f = 1. \quad (4)$$

Здесь  $\alpha_i$ ,  $\rho_i$  — объемная доля и истинная плотность  $i$ -й фазы (расплав считается несжимаемым,  $\rho_m = \text{const}$ );

$V_i$  — скорость  $i$ -й фазы;  $\Gamma_f$  — массовая скорость фрагментации;  $t$  — время;  $z$  — пространственная координата, направленная против силы тяжести.

Уравнения сохранения импульсов фаз имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_w \rho_w V_w) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_w \rho_w V_w^2) = \\ = -\alpha_w \frac{\partial P}{\partial z} + \alpha_w \rho_w g + K_{mw}(V_m - V_w) + K_{fw}(V_f - V_w); \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m V_m) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_m \rho_m V_m^2) = \\ = -\alpha_m \frac{\partial P}{\partial z} + \alpha_m \rho_m g + K_{mw}(V_w - V_m) - \Gamma_f V_m; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_f \rho_m V_f) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_f \rho_m V_f^2) = \\ = -\alpha_f \frac{\partial P}{\partial z} + \alpha_f \rho_m g + K_{fw}(V_w - V_f) + \Gamma_f V_m, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $K_{mw}$ ,  $K_{fw}$  — коэффициенты обмена импульсом каплей и фрагментов расплава с несущей средой;  $P$  — давление;  $g$  — ускорение силы тяжести.

Уравнения сохранения энергии фаз записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_w \rho_w e_{sw}) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_w \rho_w h_{sw} V_w) = \\ = -P \frac{\partial \alpha_w}{\partial t} + R_{mw}(T_m - T_w) + \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} + R_{fw}(T_f - T_w) + V_m K_{mw}(V_m - V_w) + \\ + K_{mw}(V_w - V_m)^2 + V_f K_{fw}(V_f - V_w) + K_{fw}(V_w - V_f)^2; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m e_{sm}) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_m \rho_m h_{sm} V_m) = \\ = -P \frac{\partial \alpha_m}{\partial t} + R_{mw}(T_w - T_m) + \\ + V_m K_{mw}(V_w - V_m) - \Gamma_f h_{sm}; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_f \rho_m e_{sf}) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_f \rho_m h_{sf} V_f) = \\ = -P \frac{\partial \alpha_f}{\partial t} + R_{fw}(T_w - T_f) + \\ + V_f K_{fw}(V_w - V_f) + \Gamma_f h_{sm}; \end{aligned} \quad (10)$$

$$e_{si} = e_i + 0,5V_i^2; \quad h_{si} = e_{si} + \frac{P}{\rho_i}.$$

Здесь  $e_{si}$  — энергия торможения  $i$ -й фазы;  $e_i$  — внутренняя энергия  $i$ -й фазы;  $h_{si}$  — энтальпия торможения  $i$ -й фазы;  $T_i$  — температура  $i$ -й фазы;  $R_{mw}$ ,  $R_{fw}$  — ко-

эффиценты теплообмена капель и фрагментов с несущей средой.

В процессе фрагментации капли расплава уменьшается ее размер. Из уравнения неразрывности для капель расплава (2) несложно получить уравнение, описывающее изменения диаметра капли,  $L_m$ :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m L_{sm}) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_m \rho_m L_m V_m) = -\frac{4}{3} \Gamma_f L_m. \quad (11)$$

Фрагментация капель расплава в ударной волне при паровом взрыве является одним из ключевых процессов, определяющим темп выделения энергии в среде. Дробление капель расплава происходит по механизму обдирки с поверхностного слоя [7]: исходные капли жидкости деформируются в эллипсоиды вращения, малые оси которых параллельны направлению набегающего потока. После достижения каплей критической степени деформации, которая наступает при отношении длины большой полуоси эллипсоида вращения к начальному радиусу капли  $a/r_0 = 3$ , наблюдается быстрый распад на более мелкие капли радиусом  $(0,1 - 0,3)r_0$ . В зависимости от условий обтекания капли, которые характеризуются числами Рейнольдса (Re) и Вебера (We) реализуются следующие режимы фрагментации:

- нет дробления, нет обдирки:  $We \leq 5$  и  $WeRe^{-0,5} \leq 0,2$ ;
- дробление без обдирки:  $We \leq 20$  и  $WeRe^{-0,5} \leq 1$ ;
- взрывное дробление:  $We > 1000$  и  $WeRe^{-0,5} > 10$ ;
- дробление с обдиркой: во всех остальных случаях.

Для замыкания системы уравнений (1) — (11) необходимо определить обменные члены. Подробное описание замыкающих соотношений приводится в [3].

Для определения термодинамических свойств пароводяной смеси применялись двухпараметрические уравнения состояния пара и воды, причем при  $P \leq 16$  МПа использовалась подпрограмма THERMO [5], а в области больших давлений — подпрограмма [6].

### Начальные и граничные условия

С помощью изложенной модели было выполнено численное исследование распространения волны термической детонации в системе кориум — вода и ее отражения от твердой стенки, при этом определялось динамическое воздействие на стенку. Кориум представляет собой расплав активной зоны ядерного реактора, который образуется в случае тяжелой аварии на АЭС. Его основными компонентами являются диоксид урана (~80% по массе) и диоксид циркония (~20%). Характерная температура кориума около 3000 К.

В рассматриваемой области находится пароводяная смесь в условиях термодинамического равновесия. Нижняя граница области ( $z = L$ ) представляет собой твердую стенку, верхняя граница ( $z = 0$ ) — свободная поверхность, на ней ставится условие постоянного давления ( $P = 1$  бар). В начальный момент време-

ни в части области, примыкающей к твердой стенке ( $z_{init} + h_{trig} \leq z \leq L$ ) задается некоторая объемная доля капель расплава (рис. 1). Капли окружены паровой пленкой, вода находится в двухфазном состоянии. Иницирование волны термической детонации осуществляется заданием повышенного давления в начальный момент в небольшой области пароводяной смеси ( $z_{init} \leq z < z_{init} + h_{trig}$ ).

Расчеты проводились при следующих начальных параметрах: давление — 0,1 МПа; объемное паросохранение — 0,5; объемная доля кориума — 0,025, 0,05, 0,1; температура кориума — 3000 К; диаметр капель кориума — 5 мм. В начальный момент времени в области иницирования волны термической детонации длиной 2 см задавалось давление 10 МПа. Как показали методические расчеты с варьированием давления иницирования, получаемые результаты слабо зависят от этого параметра.

Для кориума использовались следующие значения физических параметров [2]: плотность — 8400 кг/м<sup>3</sup>, теплоемкость — 500 Дж/(кг·К), поверхностное натяжение — 0,4 Н/м.

Длина расчетной области  $L$  составляла 1 м.

В расчетах исследовалось влияние размера начальной области, занимаемой расплавом, на протекание моделируемых процессов. Этот размер связан с параметром  $z_{init}$ , который варьировался в пределах  $0,1 \leq z_{init} \leq 0,6$ .

### Результаты численного моделирования

Выполненные расчеты показали следующую качественную картину исследуемого процесса (рис. 2 — 4).

Начальное повышенное давление (10 МПа) вызывает движение пароводяной смеси в обе стороны от зоны иницирования. Сначала рассмотрим процессы в области, содержащей капли расплава.

На рис. 2 показаны профили давления в последовательные моменты времени для начальной объемной доли топлива  $\alpha_{f0} = 0,05$  и  $z_{init} = 0,1$ . Видно, что в течение

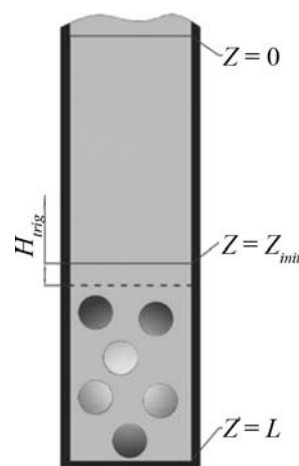
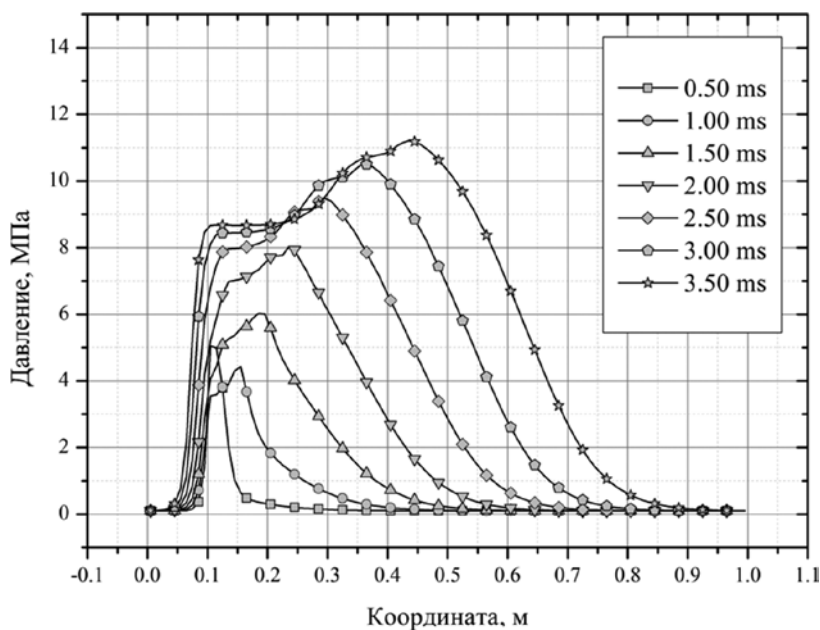
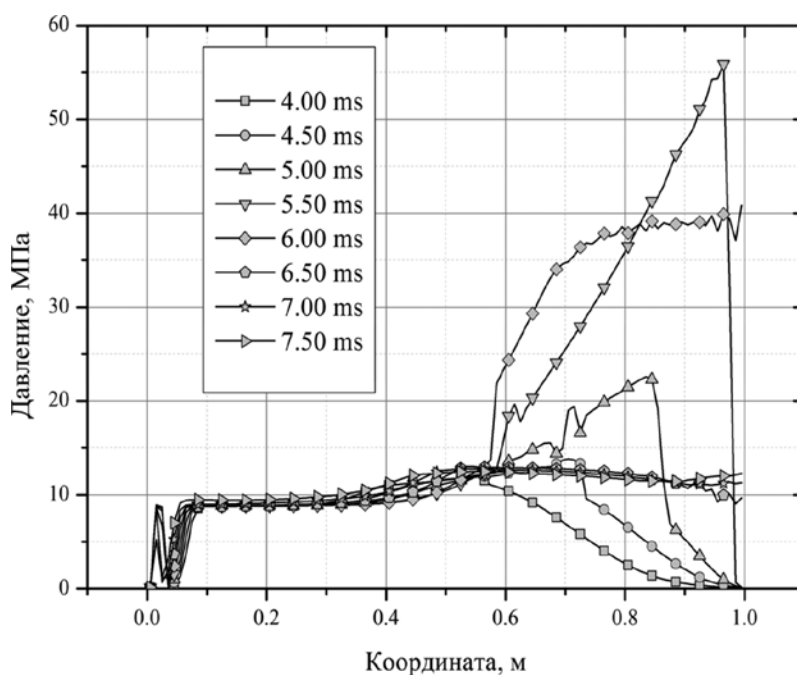


Рис. 1. Схематичное изображение рассматриваемой области



а



б

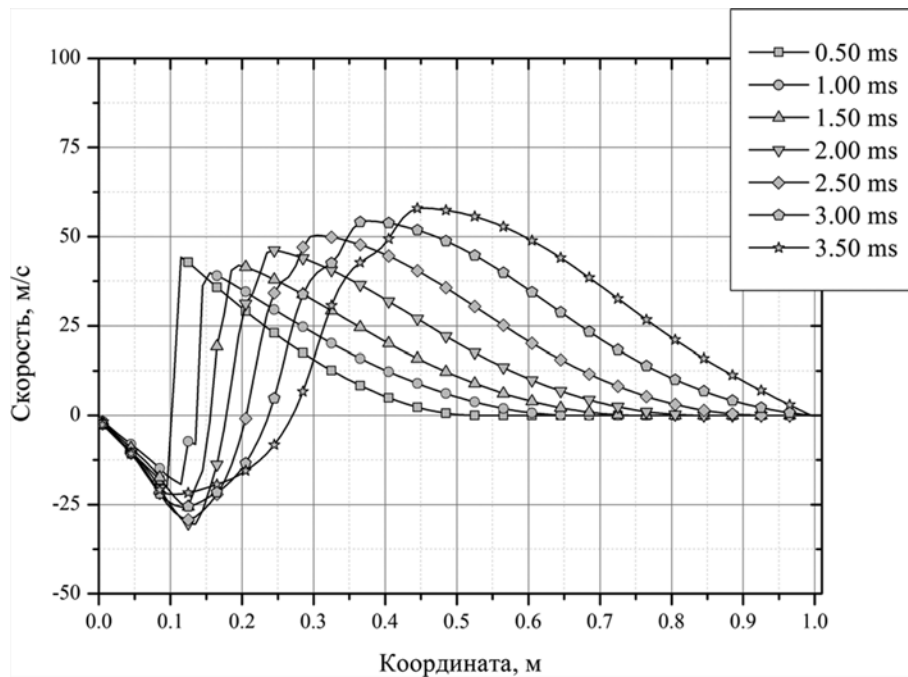
Рис. 2. Распространение волны давления:

а — формирование волны; б — распространение и отражение волны от стенки;  $\alpha_{f0} = 0,05$ ;  $z_{ini} = 0,1$  м

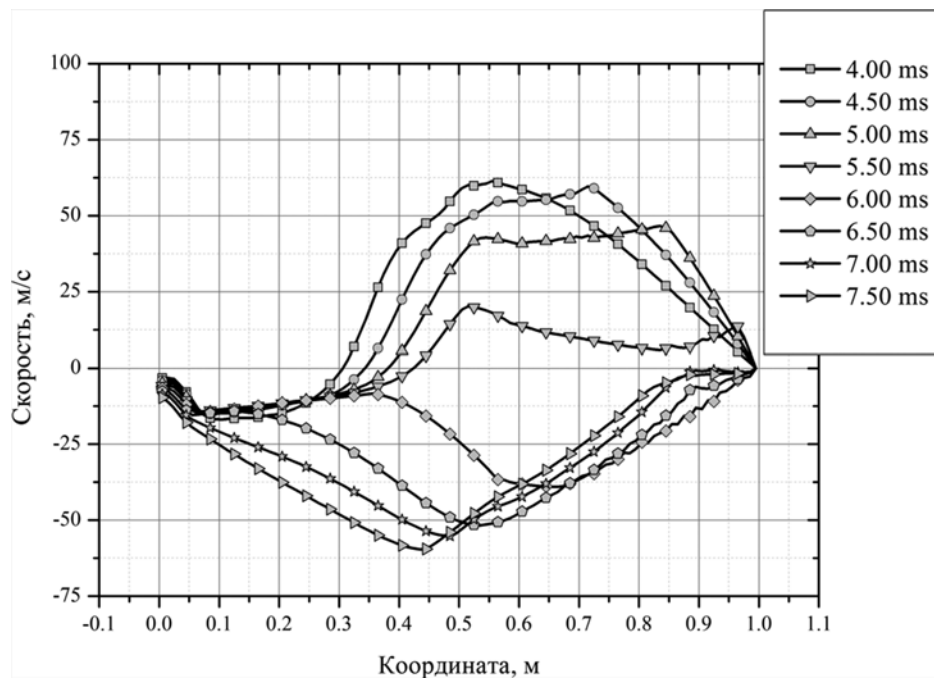
1 мс максимальное давление снижается из-за расширения зоны инициирования. Затем, вследствие возникающего относительного движения капель расплава и пароводяной смеси начинается фрагментация капель, из-за увеличения площади поверхности расплава возрастает тепловыделение в пароводяную смесь и начинается рост давления и формирование волны термической детонации. Примерно к моменту времени 5 мс образуется профиль давления, характерный для волн термической детонации [1, 3]. Максимальный пик дав-

ления к моменту времени 5,5 мс составляет 55 МПа. Затем начинается взаимодействие волны с твердой стенкой.

Отраженная волна распространяется уже по смеси, в которой практически отсутствуют из-за произошедшей фрагментации крупные капли расплава и, соответственно, резко уменьшается тепловыделение от расплава к пароводяной смеси. Вследствие этого амплитуда давления в волне падает, и с течением времени профиль давления становится близким к плоскому.



а



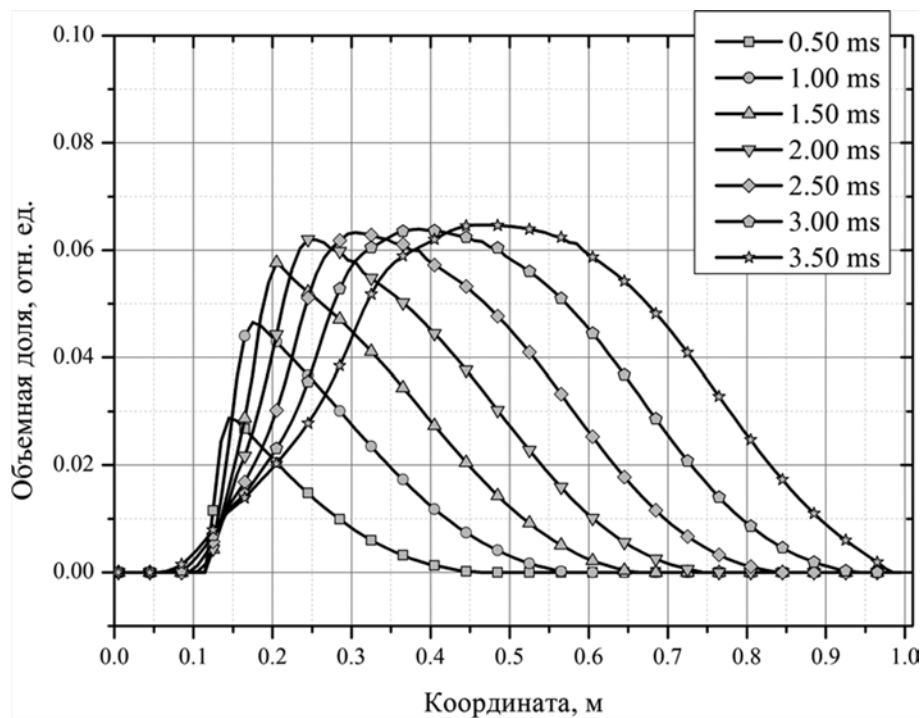
б

Рис. 3. Распределения скорости пароводяной смеси на стадиях формирования волны (а) и распространения и отражения волны от стенки (б);  $\alpha_{f0} = 0,05$ ;  $z_{init} = 0,1$  м

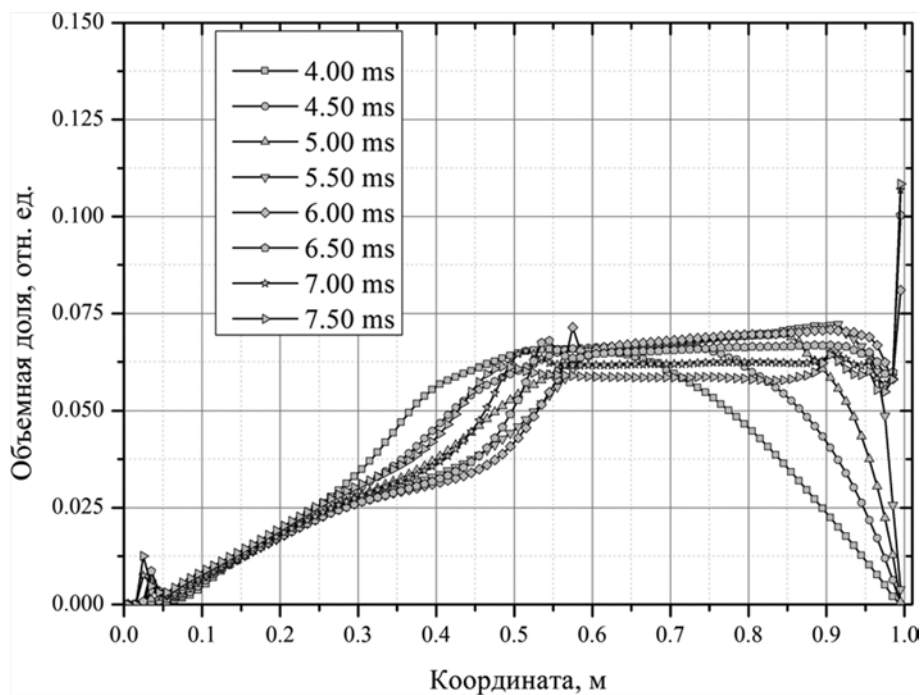
Теперь рассмотрим процессы в верхней части области, где в начальный момент отсутствовали капли расплава. Вследствие перепада давления в зоне инициирования и на свободной границе пароводяная смесь вытекает, а давление в верхней части области постепенно падает.

Следует отметить, что в течение некоторого времени (примерно от 4 до 10 мс) в зоне инициирования наблюдается локальный максимум давления. Это объ-

ясняется тем, что распространяющаяся волна термической детонации вызывает разрежение среды вблизи зоны инициирования (см. рис. 3) и соответствующее падение давления. Впоследствии, после того как отраженная волна давления достигает зоны инициирования, данный максимум давления исчезает и наблюдается монотонный профиль давления с минимумом на свободной границе.



a



б

Рис. 4. Распределения объемной доли фрагментов расплава на стадиях формирования волны (а) и распространения и отражения волны от стенки (б);  $\alpha_{j0} = 0,05$ ;  $z_{init} = 0,1$  м

Рис. 3 иллюстрирует распределения скорости пароводяной смеси на стадиях формирования и на стадиях распространения и отражения волны. Видно, что для приведенных моментов времени скорость истечения среды значительно меньше скоростей пароводяной смеси внутри области. Однако на более поздних стадиях эта скорость существенно возрастает.

На рис. 4 приведены распределения объемной доли образующихся фрагментов расплава. На стадиях формирования и распространения волны термической детонации количество образующихся фрагментов растет со временем. После взаимодействия волны с твердой стенкой, когда исходных крупных капель расплава практически не осталось, фрагментация заканчивается.

Описанные выше качественные закономерности процесса формирования, распространения и отражения от стенки волны термической детонации имеют место во всех исследованных диапазонах параметров задачи ( $\alpha_{f0} = 0,025; 0,05; 0,1$  и  $z_{init} = 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6$ ).

Интенсивность взаимодействия волны термической детонации со стенкой характеризуют два параметра:

давление на стенку и импульс давления на стенку.

На рис. 5 приведены временные зависимости давления на стенку для различных точек инициирования при  $\alpha_{f0} = 0,05$ . Наибольший пик давления (75 МПа) наблюдается для точки инициирования  $z_{init} = 0,1$ , потому что в этом случае термическая детонация формируется в наибольшей по размеру области, содержащей капли

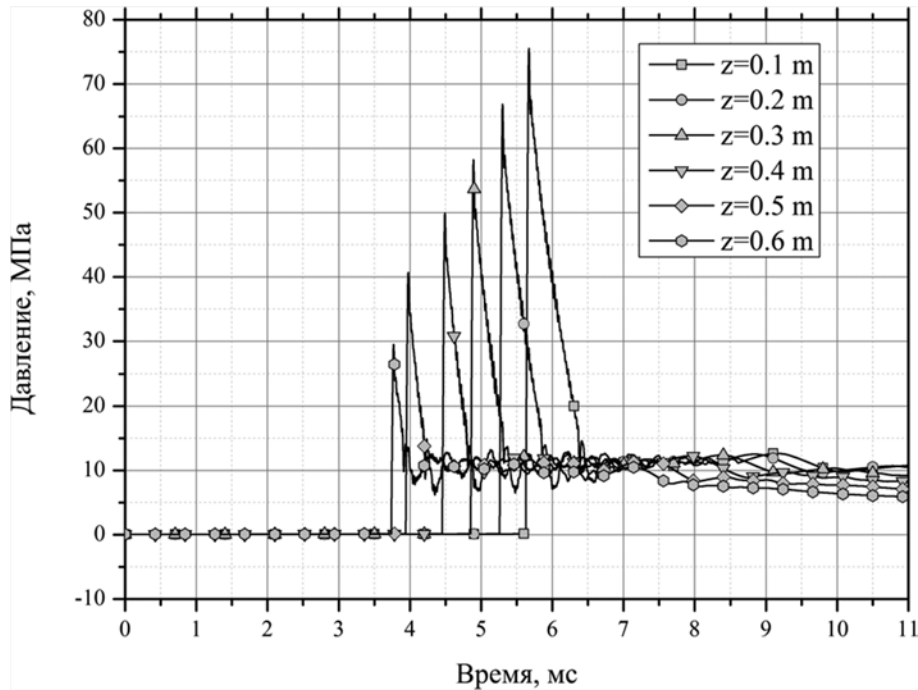


Рис. 5. Изменение давления на стенке для  $\alpha_{f0} = 0,05$  и различных точек инициирования  $z_{init}$

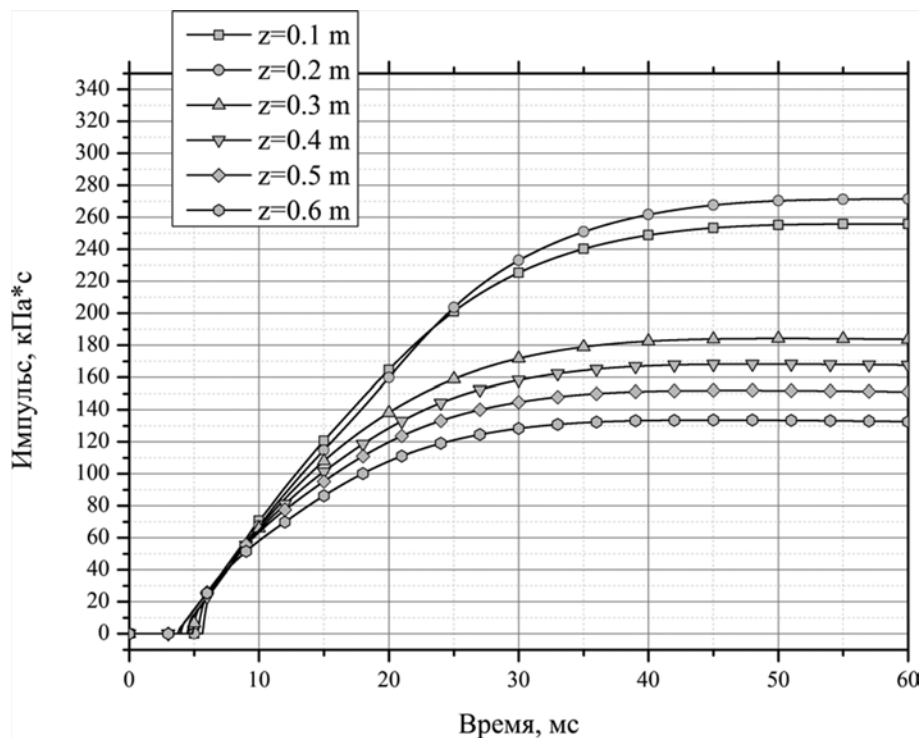


Рис. 6. Изменение импульса давления на стенку для  $\alpha_{f0} = 0,05$  и различных точек инициирования  $z_{init}$

Значения максимального давления на стенке и импульса давления на стенке ( $\alpha_{f0} = 0,025; 0,05; 0,1$  и  $z_{init} = 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6$ )

$z_{init}$	$\alpha_{f0}$					
	0,025		0,05		0,1	
	Давление, МПа	Импульс, кПа·с	Давление, МПа	Импульс, кПа·с	Давление, МПа	Импульс, кПа·с
0,1	31	133	75	258	426	428
0,2	21	125	67	270	375	385
0,3	17,5	117	58	184	325	352
0,4	16	108	50	169	275	324
0,5	18	101	41	151	228	283
0,6	13	90	30	132	180	256

расплава, тем самым большее количество энергии передается от расплава к пароводяной смеси и воздействует на стенку. По аналогичным причинам наименьший пик давления (30 МПа) получен для значения  $z_{init} = 0,6$  (т.е. капли расплава занимают область длиной 0,4 м).

Помимо максимального значения давления на стенке важна также длительность воздействия на стенку, которую характеризует импульс давления, рис. 6. В целом прослеживается установленная выше тенденция: с увеличением области, занимаемой расплавом, увеличивается импульс давления. Лишь на поздней стадии (больше 20 мс) наблюдается исключение для случая с  $z_{init} = 0,2$  м, когда импульс давления немного превосходит (на 4%) значение для случая с  $z_{init} = 0,1$  м, что объясняется некоторыми особенностями истечения многофазной среды на этой стадии.

Значения максимального давления на стенке и импульса давления на стенке в исследованных диапазонах задачи ( $\alpha_{f0} = 0,025; 0,05; 0,1$  и  $z_{init} = 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6$ ) представлены в таблице. Видно, что для различных значений начальной объемной доли расплава описанная выше тенденция сохраняется.

### Заключение

С помощью изложенной модели было выполнено численное исследование распространения волны термической детонации в системе кориум–вода и ее отражения от твердой стенки, при этом определялось динамическое воздействие на стенку.

Были определены количественные характеристики воздействия волны термической детонации на стенку при варьировании координаты точки инициирования. Так же в расчетах варьировалось значение начальной объемной доли расплава. В результате анализа полученных результатов можно сделать вывод, что величины давления на стенку и импульса давления на стенку имеют более высокие значения для более удаленных от

стенки точек инициирования. Это объясняется тем, что волна термической детонации в таких случаях формируется в наибольшей по размеру области, содержащей капли расплава.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (проекты № 14-08-00393, № 16-38-00151 мол\_а, № 16-08-00239), а также при поддержке Министерства образования и науки РФ (Государственное задание № 13.1544.2014/К).

### Литература

1. **Fletcher D.F.** An improved mathematical model of melt/water detonations. I. Model formulation and example results // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1991. V. 34. N 10. P. 2435 — 2448.
2. **Fletcher D.F., Andersen R.P.** A review of pressure-induced propagation models of the vapour explosion process // Progress in Nuclear Energy. 1990. V. 23. N 2. P. 137 — 179.
3. **Мелихов В.И., Мелихов О.И.** Распространение волны термической детонации в системе вода–кориум // Изв. РАН. Сер. Механика жидкости и газа. 2000. № 4. С. 115 — 125.
4. **Нигматулин Р.И.** Динамика многофазных сред. Ч. I. М.: Наука, 1987.
5. **TRAC-PF1/MOD2.** Theory Manual. Los Alamos: Los Alamos National Laboratory, 1990.
6. **Никонов С.П., Никонова Н.А.** Сплайн-аппроксимация для расчета теплофизических свойств воды и пара в модуле WAST. Отчет №32/1-2100-94. М.: РНЦ «Курчатовский Институт», 1994.
7. **Борисов А.А. и др.** О режимах дробления капель и критериях их существования // Инженерно-физический журнал. 1981. Т. 40. № 1. С. 64 — 70.

Статья поступила в редакцию 10.06.2016