

УДК 532.546

DOI: 10.24160/1993-6982-2017-2-32-39

## Исследование термической детонации на основе модели микровзаимодействий

Д.В. Гудеменко, В.И. Мелихов, О.И. Мелихов

Представлены результаты численного моделирования кодом VAPEX-D развития волны термической детонации в системе «расплав корюма – пароводяная смесь» с использованием модели микровзаимодействий для условий внекорпусного парового взрыва. Особенность модели заключается в том, что вся вода, находящаяся в исследуемой системе, условно делится на две части (фазы). К одной части относится вода, находящаяся вблизи образующихся фрагментов расплава и участвующая в быстрых теплообменных процессах, ко второй — вода, находящаяся сравнительно далеко от этих фрагментов.

В статье приведено подробное описание модели термической детонации, разработанной для кода VAPEX-D. Модель рассматривает 4 взаимодействующие фазы: 1) крупные (исходные) капли расплава; 2) мелкие фрагменты расплава, образующиеся при его фрагментации; 3) «дальнюю» воду; 4) «ближнюю» (взаимодействующую с расплавом) воду, так называемую *m*-фазу. Предполагается, что *m*-фаза является паром и находится в тепловом и скоростном равновесии с образующимися фрагментами расплава.

Выполнены расчеты выхода волны термической детонации на режим стационарного распространения. Определены значения амплитуды волны давления и скорости ее распространения в зависимости от начальной объемной доли расплава. Выполнено исследование пределов существования устойчивой волны термической детонации. Показано, что с уменьшением объемного паросодержания в исходной системе область существования волны термической детонации расширяется, т. е. детонация реализуется при меньших значениях объемной доли расплава.

*Ключевые слова:* паровой взрыв, термическая детонация, математическая модель, модель микровзаимодействий, многофазные процессы.

## Studying the Thermal Detonation Process Using the Microinteractions Model

D.V. Gudemenko, V.I. Melikhov, O.I. Melikhov

The article presents the results from numerically simulating (using the VAPEX-D code) the development of thermal detonation waves in the “corium melt – steam-water mixture” system using the model of microinteractions for ex-vessel steam explosion conditions. A distinctive feature of this model is that all water contained in the considered system is conditionally divided into two parts (phases). One of these parts includes water that locates in close proximity to melt fragments and participates in rapid heat-transfer processes, and the second part includes water that locates relatively far away from these fragments.

The article gives a detailed description of the thermal detonation model that was developed for the VAPEX-D code. Four interacting phases are considered in the model: (1) large (initial) melt droplets, (2) small melt fragments generated during fragmentation of large droplets, (3) water located relatively far away from these fragments (“far” water), and (4) water located in close proximity to melt fragments (“near” water), a so called *m*-phase. It is assumed that the *m*-phase is steam, which is in thermal and velocity equilibrium with the generated melt fragments.

Calculations aimed at analyzing the way in which the thermal detonation wave achieves the stationary propagation mode were carried out. The values of pressure wave amplitude and propagation velocity as functions of the initial melt volume fraction were determined. The steady thermal detonation wave existence limits were investigated. It is shown that the thermal detonation wave existence region expands with decreasing the void fraction in the initial system; that is, detonation occurs at lower values of the melt volumetric fraction.

*Key words:* steam explosion, thermal detonation, mathematical model, microinteraction model, multiphase processes.

### Введение

При развитии тяжелых аварий на атомных электростанциях (АЭС) с ВВЭР/PWR вероятен прямой контакт расплава материалов активной зоны реактора (корюма) с теплоносителем (водой) в корпусе реактора или в шахте. При определенных условиях это событие может привести к паровому взрыву, усугубляющему последствия аварии. Несмотря на многочисленные исследования этого явления и достигнутое общее пони-

мание его основных закономерностей, паровой взрыв по-прежнему является предметом изучения во многих научных ядерных центрах земного шара. Причина этого заключается как в исключительной сложности этого явления, так и в его важности при оценках безопасности атомных электростанций.

Классическая схема протекания крупномасштабно-го парового взрыва [1] предполагает последовательную реализацию следующих стадий: 1) предварительное перемешивание расплава с охладителем (водой) и фор-

мирование крупнодисперсной смеси «капли расплава, окруженные паровой пленкой, — охладитель»; 2) инициирование взрыва (некоторое локальное энергетическое событие); 3) распространение волны термической детонации, в которой происходит фрагментация крупных капель расплава и когерентная передача тепловой энергии расплава охладителю; 4) расширение продуктов парового взрыва в окружающем пространстве.

Настоящая работа посвящена исследованию третьей стадии процесса — распространению волны термической детонации. Основы теории этого процесса сформулированы в классической работе [2]. Ключевые явления, определяющие параметры термической детонации, — фрагментация крупных (порядка нескольких миллиметров) капель расплава во фронте ударной волны и теплопередача от образующихся мелких фрагментов (десятки микрон) расплава в окружающий их охладитель. Качество моделирования этих процессов определяет точность расчета характеристик парового взрыва.

Для описания процесса распространения волны термической детонации в настоящее время существуют два основных подхода [3]. В первом из них [4—6] используется концепция термической неравновесности охладителя вблизи фрагментов расплава, в которой предполагается, что часть теплового потока от фрагментов непосредственно идет на генерацию пара. При этом пар вблизи фрагментов имеет более высокую температуру, чем граничащий с ним теплоноситель. В этой концепции рост давления вызван в первую очередь фазовым переходом.

Другая модель волны термической детонации, получившая широкое распространение, основана на концепции микровзаимодействий [7, 8]. Эта концепция предполагает, что образующиеся при дроблении крупных капель расплава мелкие фрагменты передают свою энергию и импульс не всему окружающему их охладителю, а только малой его части, находящейся вблизи фрагментов (рис. 1).

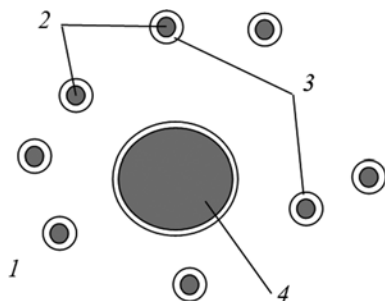


Рис. 1. Иллюстрация концепции микровзаимодействий:

1 — охладитель; 2 — фрагменты; 3 — фаза микровзаимодействий; 4 — капля расплава

Концепция основана на том, что время выравнивания температуры охладителя между каплями расплава (определяемое теплопроводностью охладителя) существ-

венно больше времени «накачки» охладителя энергией расплава, дробящегося в зоне фрагментации волны термической детонации (определяемого скоростью прохождения детонационной волны по зоне фрагментации). Оставшийся охладитель хоть и не участвует в процессе взаимодействия с расплавом, но влияет на динамику развития процесса.

Таким образом, введение зоны микровзаимодействий приводит к появлению тепловой неравновесности при описании теплоносителя. Одна часть теплоносителя, прилегающая непосредственно к фрагментам, участвует в развитии термической детонации, другая, окружающая зону взрывного взаимодействия, хотя и не контактирует непосредственно с фрагментами, тем не менее оказывает влияние на процесс за счет гидродинамического взаимодействия с зоной реакции.

Необходимо отметить, что описание парового взрыва без введения зоны микровзаимодействий требует искусственно завышенной фрагментации расплава и при этом реальные профили давления адекватно не воспроизводятся [9]. Достаточно успешная и обширная верификация кода ESPROSE.m на экспериментальных данных по паровому взрыву [10] свидетельствует о перспективном использовании концепции микровзаимодействий при анализе взрывного взаимодействия расплава с охладителем.

В работах [11, 12] модель микровзаимодействий внедрена в расчетный код VAPEX, разработанный для численного моделирования парового взрыва в условиях тяжелой аварии на АЭС [13], и выполнены расчеты парового взрыва в различных условиях. Настоящая работа является продолжением исследований [11, 12], она посвящена изучению выхода волны термической детонации на стационарный режим распространения в зависимости от величины объемного паросодержания в исходной перемешанной системе «крупные капли расплава – охладитель».

### Описание модели термической детонации, используемой в коде VAPEX-D

Математическая модель термической детонации кода VAPEX-D (версия кода VAPEX, предназначенная для моделирования термической детонации) основана на методах механики многофазных сред [14]. Для описания взрывного взаимодействия расплава с охладителем рассматриваются четыре фазы:

- крупные (исходные) капли расплава (*f*-фаза);
- «удаленный» охладитель (не находится в непосредственном контакте с фрагментами расплава, *l*-фаза);
- фаза микровзаимодействий (охладитель в непосредственной близости от фрагментов, *m*-фаза);
- мелкие фрагменты капель расплава, образующиеся после фрагментации (*db*-фаза).

Предполагается, что *m*-фаза является паром и находится в тепловом и скоростном равновесии с *db*-фазой,

т. е. образующиеся фрагменты расплава мгновенно передают теплоту близлежащему теплоносителю, испаряя его.

Таким образом, система уравнений, определяющих распространение волны термической детонации, включает четыре уравнения неразрывности, три уравнения сохранения импульса и три уравнения сохранения энергии. Рассматривается обмен энергией, импульсом и массой между фазами. Так как фрагменты расплава окружены  $m$ -фазой, то между фрагментами и удаленным теплоносителем ( $l$ -фазой), а также крупными каплями расплава ( $f$ -фазой) нет обмена импульсом и энергией. Также предполагается, что капли и фрагменты расплава имеют постоянную одинаковую плотность.

Введем среднюю плотность каждой фазы  $\rho_i = \alpha_i \rho_i^0$ , где  $\alpha_i$  — объемная доля фазы  $i$ ;  $\rho_i^0$  — ее истинная плотность,  $i = m, l, f, db$ . Тогда уравнения сохранения записываются следующим образом.

Уравнения неразрывности:

$m$ -фаза

$$(\partial \rho_m / \partial t) + \nabla(\rho_m u_m) = E + J; \quad (1)$$

$l$ -фаза

$$(\partial \rho_l / \partial t) + \nabla(\rho_l u_l) = -E - J; \quad (2)$$

$f$ -фаза

$$(\partial \rho_f / \partial t) + \nabla(\rho_f u_f) = -F_r; \quad (3)$$

$db$ -фаза

$$(\partial \rho_{db} / \partial t) + \nabla(\rho_{db} u_m) = F_r. \quad (4)$$

Здесь  $u$  — скорость фазы;  $E$  и  $J$  — члены, описывающие массообмен между  $m$ - и  $l$ -фазой;  $F_r$  — скорость фрагментации.

Уравнение сохранения импульса для  $m$ - и  $db$ -фазы представляется в виде

$$\begin{aligned} & (\partial / \partial t)((\rho_m + \rho_{db})u_m) + \nabla((\rho_m + \rho_{db})u_m u_m) = \\ & = -(\alpha_m + \alpha_{db})\nabla(p) - F_{ml}(u_m - u_l) - F_{mf}(u_m - u_l) + \\ & + Eu_l + F_r u_f + J(H[J]u_l - H[-J]u_m) + (\rho_m + \rho_{db})g. \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнения сохранения импульса для  $l$ - и  $f$ -фазы записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} & (\partial / \partial t)(\rho_l u_l) + \nabla(\rho_l u_l u_l) = -\alpha_l \nabla(p) + \\ & F_{ml}(u_m - u_l) - Eu_l - J(H[J]u_l - H[-J]u_m) + \rho_l g; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & (\partial / \partial t)(\rho_f u_f) + \nabla(\rho_f u_f u_f) = -\alpha_f \nabla(p) + \\ & F_{mf}(u_m - u_f) + F_{ff}(u_l - u_f) + F_r u_f + \rho_f g, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $p$  — давление;  $F$  — коэффициент межфазного трения;  $g$  — ускорение свободного падения;  $H[J]$  — функция Хевисайда, равная единице, если значение аргумента больше нуля, и нулю в остальных случаях.

Уравнение сохранения энергии для  $m$ - и  $db$ -фазы имеет вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_m e_m + \rho_{db} e_{db}) + \nabla((\rho_m e_m + \rho_{db} e_{db})u_m) = \\ & = -p \left[ \frac{\partial \alpha_m}{\partial t} + \nabla(\alpha_m u_m) \right] + Eh_l + Jh_m - R_{ms}(T_m - T_s) + \\ & + Q_{lm} + F_r e_f. \end{aligned} \quad (8)$$

Уравнения сохранения энергии для  $l$ - и  $f$ -фазы записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_l e_l) + \nabla((\rho_l e_l)u_l) = -p \left[ \frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \nabla(\alpha_l u_l) \right] - \\ & - Eh_l - Jh_l - R_{ls}(T_l - T_s) + Q_{fl}; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_f e_f) + \nabla((\rho_f e_f)u_f) = -Q_{fm} - Q_{fl} - F_r e_f. \quad (10)$$

Здесь  $e$  — внутренняя энергия;  $Q_{fm}$  — скорость теплообмена между  $m$ - и  $f$ -фазой;  $Q_{fl}$  — скорость теплообмена между  $l$ - и  $f$ -фазой;  $R_{ms}$  и  $R_{ls}$  — коэффициенты теплопередачи от  $m$ - и  $l$ -фаз к межфазной поверхности.

Условие сохранения объема записывается в виде

$$\alpha_m + \alpha_l + \alpha_f + \alpha_{db} = 1. \quad (11)$$

Температура межфазной поверхности равна температуре насыщения  $T_s$ , если давление меньше критического. При этом скорость конденсации (испарения) определяется из соотношения

$$J = \frac{1}{h'_m - h'_l} [R_{ms}(T_m - T_s) + R_{ls}(T_l - T_s)], \quad (12)$$

где  $h'_m = \begin{cases} h_{v sat}, & \text{если } J \geq 0; \\ h_m, & \text{если } J < 0; \end{cases}$

$$h'_l = \begin{cases} h_l, & \text{если } J \geq 0; \\ h_{l sat}, & \text{если } J < 0. \end{cases}$$

Если давление больше критического, то массообмен между  $m$ -фазой и  $l$ -фазой, связанный с конденсацией (испарением), отсутствует ( $J = 0$ ) и температура межфазной поверхности полагается равной температуре на границе раздела  $m$ -фазы и  $l$ -фазы:

$$T_s = \frac{R_{ms} T_m + R_{ls} T_l}{R_{ms} + R_{ls}}. \quad (13)$$

Скорость массообмена  $E$  между  $m$ - и  $l$ -фазой, связанная с образованием фрагментов и вызванная этим увеличением объема теплоносителя ( $m$ -фазы), соприкасающегося с фрагментами, предполагалась пропорциональной скорости фрагментации

$$E = f_e F_r \frac{\rho_l^0}{\rho_f^0}. \quad (14)$$

Здесь  $f_e$  — эмпирический коэффициент «захвата» ( $f_e = 2$ ).

Скорость фрагментации крупных капель расплава в волне детонации  $F_r$  рассчитывается по модели, предложенной в [8]. Соответствующие уравнения имеют вид:

$$F_r = \frac{6\alpha_f}{\pi d_f^3} \frac{dM}{dt}; \quad (15)$$

$$\frac{dM}{dt} = \varphi \left( \frac{dM}{dt} \right)_m + (1-\varphi) \left( \frac{dM}{dt} \right)_l; \quad (16)$$

$$\left( \frac{dM}{dt} \right)_i = \frac{\pi d_f^2 |u_i - u_f|}{6 t_{bi}^*} (\rho_f^0 \rho_i^0)^{\frac{1}{2}}, \quad i = m, l. \quad (17)$$

Здесь  $d_f$  — диаметр;  $t_{bi}^*$  — безразмерное время фрагментации капли;  $\varphi$  — весовой множитель, определяемый как

$$\varphi = \frac{\alpha_m}{\alpha_l + \alpha_f}. \quad (18)$$

Время фрагментации для каждой фазы определяется следующим образом:

$$t_{bi}^* = 13,8 \text{Bo}_i^{-\frac{1}{4}}, \quad i = m, l, \quad (19)$$

где число Бонда  $\text{Bo}_i$   $i$ -й фазы выражается следующим образом:

$$\text{Bo}_i = \frac{3C_d \rho_i^0}{8\sigma} (u_i - u_f)^2 \frac{d_f}{2}. \quad (20)$$

Корреляции, описывающие тепловое и силовое взаимодействие между паром и водой, основаны на следующей карте режимов: 1) пузырьковый режим ( $\varphi < 0,3$ ); 2) вспененный или эмульсионный ( $0,3 < \varphi < 0,7$ ); 3) капельный режим ( $\varphi > 0,7$ ) и полностью приведены в работе [15]. Свойства воды и пара вычислялись, используя [16].

Численный метод, который используется в коде VAREX-D, подробно описан в [15].

### Численное моделирование распространения волны термической детонации

Рассмотрим полупространство, ограниченное слева твердой стенкой и заполненное пароводяной смесью и крупнодисперсными каплями расплава. Ввиду высокой скорости распространения волны термической детонации действие силы тяжести не учитывается. Для инициирования термической детонации в начальный момент вблизи твердой стенки задается область высокого давления (зона триггера) длиной 3 см. Под действием перепада давления на границе этой области среда приходит в движение, которое инициирует фрагментацию капель расплава и формирование волны термической детонации.

Расчеты выполнены при следующих системных параметрах соответствующих условиям внекорпусного парового взрыва: начальное давление 0,4 МПа, пароводяная смесь в состоянии насыщения. Исследован расплав материалов активной зоны реактора (кориум), состоящий из 80 % (вес.) диоксида урана и 20 % (вес.) диоксида циркония. Теплофизические свойства кориума приняты из [17]: плотность — 7960 кг/м<sup>3</sup>; теплоемкость — 565 Дж/(кг·К); коэффициент поверхностного натяжения — 0,45 Н/м. Используются типичные значения начальной температуры кориума 2800 К и диаметра капель кориума 5 мм (см., например, [3, 18]).

Сначала был рассмотрен случай, когда начальное объемное паросодержание равно 0,5. Проведена серия расчетов с целью выявления значения объемной доли расплава, ниже которой устойчивая волна термической детонации не существует.

При достаточно высоких объемных долях расплава после некоторого переходного процесса наблюдается

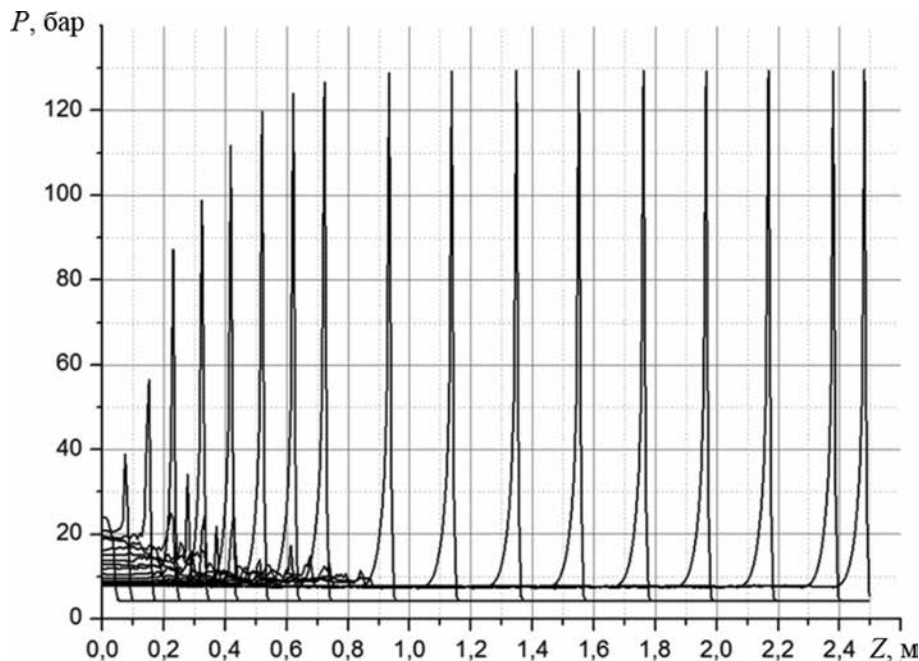


Рис. 2. Распределение давления в различные моменты времени (0,1 мс; 0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 3,5; 4,0; 5,0; 6,0; 7,0; 8,0; 9,0; 10,0; 11,0; 12,0; 12,5 мс)

устойчивое распространение волны термической детонации. Характеристики этой волны не зависят от значения давления в зоне триггера, которое варьировалось в диапазоне 10...100 бар. На рис. 2 показана типичная картина развития волны термической детонации — приведены профили давления в последовательные моменты времени для случая, когда объемная доля расплава равна 0,009. Из рисунка видно, что к моменту времени примерно 4 мс вырабатывается стационарная волна давления амплитудой 129 бар, движущаяся со

скоростью 207 м/с. Длина выхода на стационар составляет примерно 0,8 м. Следует заметить, что длина выхода на стационар и время выхода на стационар зависят от величины давления в области триггера. Чем ближе давление в области триггера к величине давления в стационарной волне детонации, тем меньше значение длины выхода на стационар и времени выхода на стационар.

На рис. 3 и 4 в те же моменты времени приведены профили скорости паровой фазы и жидкости. Следует

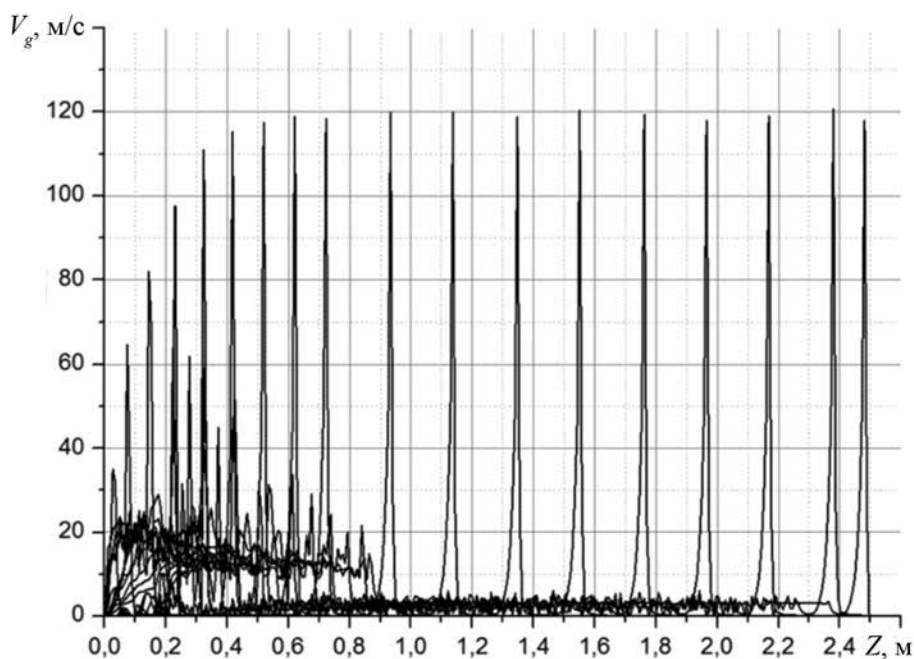


Рис. 3. Распределение скорости пара в последовательные моменты времени

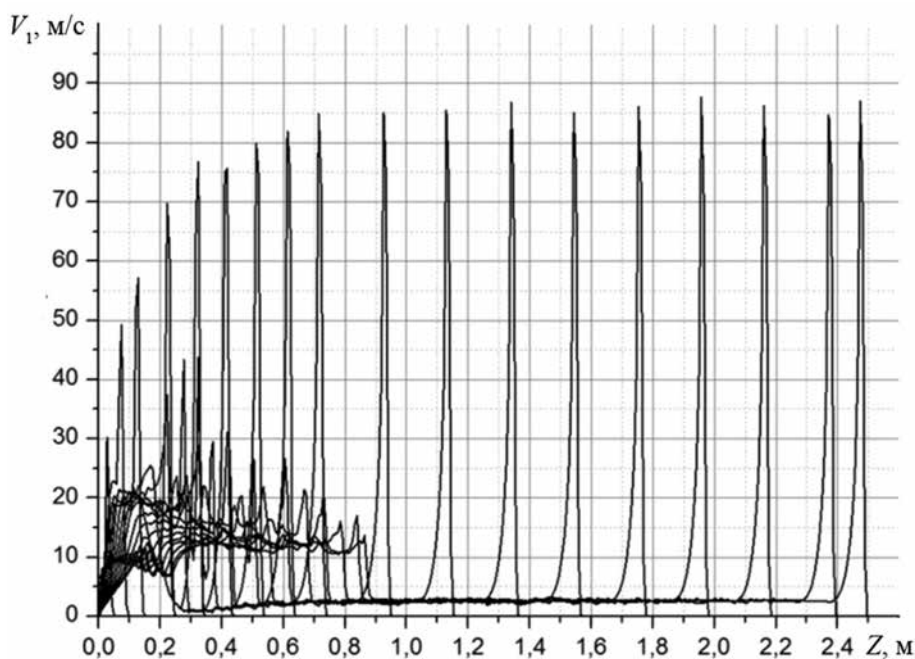


Рис. 4. Распределение скорости воды в последовательные моменты времени

отметить, что к моменту выхода на стационар скорость паровой фазы составляет примерно 120 м/с, жидкости — 85 м/с.

Из рис. 5 следует, что не весь расплав фрагментирует в волне термической детонации. Это объясняется тем, что скорость фрагментации пропорциональна относительной скорости движения капель расплава, которая при данных параметрах сравнительно невелика (~100 м/с) и капли не успевают полностью фрагментировать во фронте волны термической детонации.

При уменьшении объемной доли расплава волна термической детонации не выходит на стационар, а происходит ее постепенное затухание, что иллюстрирует рис. 6. Объемная доля расплава в данном расчете равна 0,006.

Проведены параметрические расчеты, в которых варьировалась объемная доля кориума для определения критического значения объемной доли топлива, при которой затухала волна термической детонации. Результаты расчетов систематизированы в таблице, где

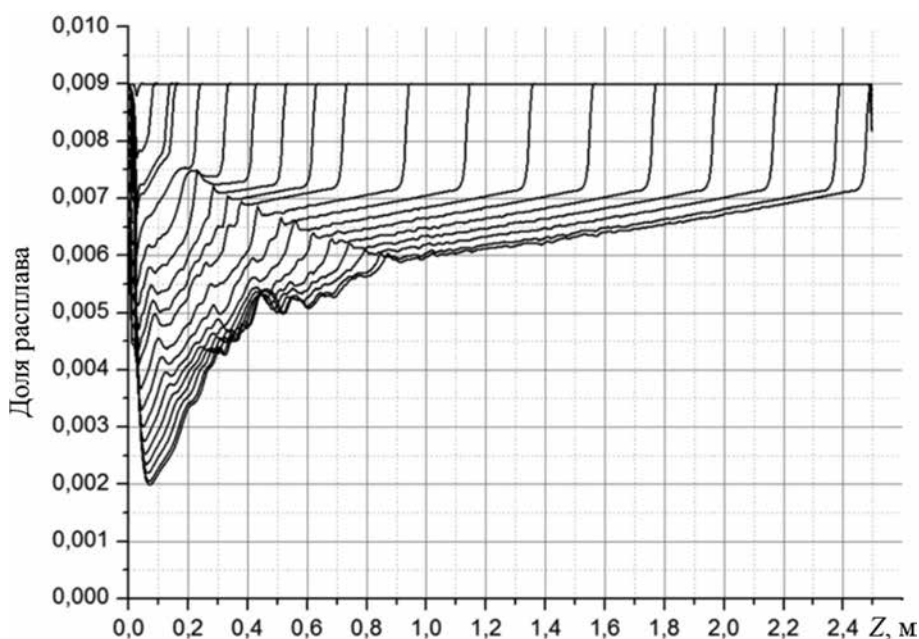


Рис. 5. Распределение доли расплава в последовательные моменты времени

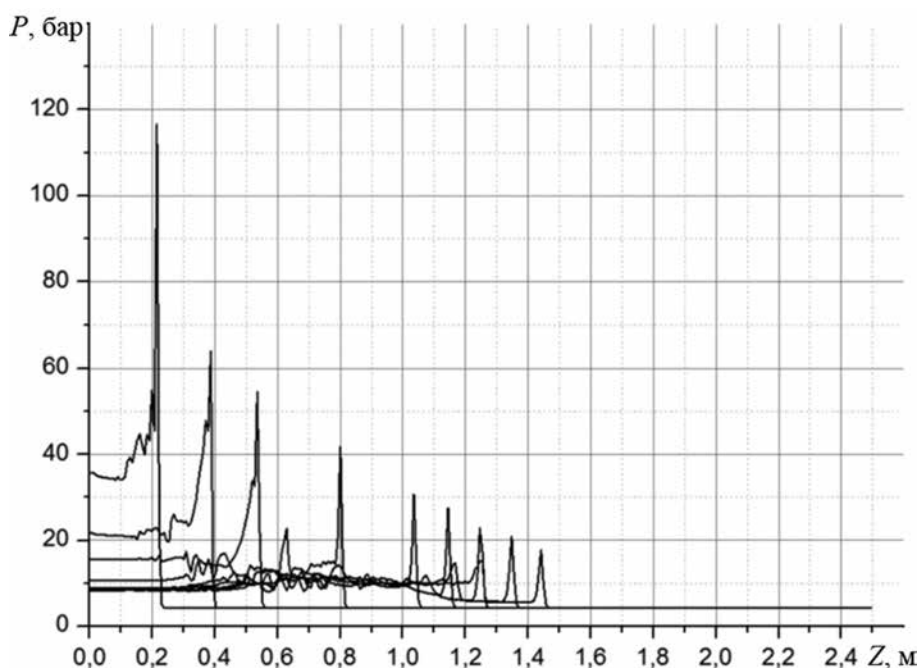


Рис. 6. Распределение давления в различные моменты времени (1,0 мс; 2,0; 2,5; 3,0; 5,0; 7,0; 8,0; 9,0; 10,0; 11,0; 12,0 мс)

### Характеристики волны термической детонации при различных объемных долях расплава

Объемная доля расплава	Максимальное давление, бар	Скорость волны термической детонации, м/с
0,006	Волна термической детонации затухает	
0,007	48	133
0,008	86	176
0,009	129	207
0,0095	152	223
0,01	176	234,4

приведены характеристики волны термической детонации при различных объемных долях расплава.

Из таблицы следует, что с ростом объемной доли расплава возрастают максимальное давление и скорость волны термической детонации.

С целью исследования влияния объемного паросодержания на процесс развития волны термической детонации были проведены расчеты при меньших значениях этой величины, которые показали, что область существования устойчивой волны термической детонации расширяется, в частности при объемной доле расплава 0,005, для которой в случае объемной доли пара, равной 0,5, волна термической детонации затухает; в случае объемной доли пара, равной 0,25, наблюдается устойчивая волна термической детонации. Однако при небольшом снижении объемной доли расплава до 0,004 волна термической детонации затухает. Таким образом, при значении объемной доли пара, равной 0,25, граничное значение величины объемной доли расплава, при котором существует волна термической детонации, равно 0,0045. При дальнейшем снижении объемного паросодержания до 0,1 доля расплава, при которой наблюдается устойчивая волна термической детонации, снижается до 0,001.

### Заключение

С помощью кода VAPEX-D выполнено численное моделирование развития волны термической детонации в системе «расплав корнума – пароводяная смесь» с использованием модели микровзаимодействий для условий внекорпусного парового взрыва. В расчетах получены как выход на стационарное распространение волны термической детонации, так и ее затухание в зависимости от величины объемной доли расплава корнума. С уменьшением начального объемного паросодержания уменьшается и минимальная объемная доля расплава, при которой существует волна термической детонации. Результаты расчетов свидетельствуют о том, что волна термической детонации может развиваться в весьма «бедных» смесях (объемные доли расплава 0,005...0,010). Несмотря на то, что возникающие

давления относительно невелики (200...400 бар), их наличие может инициировать сильные паровые взрывы в областях, где объемная доля расплава корнума значительно выше (порядка 0,1) и соответственно развиваются гораздо большие динамические нагрузки на оборудование АЭС. Таким образом, необходимо проводить более тщательный анализ процессов, способных привести к термическому взаимодействию.

### Литература

1. **Fletcher D.A., Andersen R.P.** A Review of Pressure-Induced Propagation Models of the Vapour Explosion Process // Progress in Nuclear Energy. 1990. V. 23. No. 2. Pp. 137—179.
2. **Board S.J., Hall R.W., Hall R.S.** Detonation of Fuel Coolant Explosions // Nature. 1975. V. 254. Pp. 319—321.
3. **Meignen R. et al.** The Challenge of Modeling Fuel-Coolant Interaction. Part II. Steam Explosion // Nuclear Engineering and Design. 2014. V. 280. Pp. 528—541.
4. **Chu C.C., Corradini M.L.** One-Dimensional Transient Fluid Model for Fuel-Coolant Interaction Analysis // Nuclear Science Engineering. 1989. Vol. 101. No. 1. Pp. 46—72.
5. **Tang J., Corradini M.L.** Modelling of the Complete Process of One-Dimensional Vapor Explosion // CSNI Specialist Mtg. On Fuel-Coolant Interactions. NUREG/CP-0127. 1994. Pp. 204—217.
6. **Brayer C., Berthoud G.** Vapor Explosion Modeling with MC3D // International Conference on Nuclear Engineering Proceedings, ICONE-5. 1997. P. 2424.
7. **Yuen W.W., Chen X., Theofanous T.G.** On the Fundamental Microinteractions that Support the Propagation of Steam Explosions // Proceedings of the NURETH-5. Utah. Salt Lake City. September 21—24. 1992. V. II. Pp. 627—636.
8. **Chen X., Yuen W.W., Theofanous T.G.** On the Constitutive Description Microinteractions Concept in Steam Explosions // Proceedings of the NURETH-7. New York. Saratoga Springs. September 10—15. 1995. V. 3. Pp. 1586—1606.
9. **Yuen W.W., Theofanous T.G.** The Prediction of 2D Thermal Detonation and Resulting Damage Potential // Proceedings of OECD/CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions. USA. Santa Barbara. January 5—8. 1993. Pp. 233—250.
10. **Theofanous T.G., Yuen W.W., Freeman K., Chen X.** The Verification Basis of the ESPROSE.m Code // Proceedings of OECD/CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions. Japan. Tokai-Mura. 1997. Pp. 287—299.
11. **Мелихов О.И., Мелихов В.И., Соколин А.В.** Взрывное взаимодействие расплава с водой. Моделирование кодом VAPEX-D // Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40. № 3. С. 466—474.
12. **Мелихов О.И., Соколин А.В., Кузнецов В.Д.** Расчетный анализ взрывного взаимодействия корнума с водой // Теплоэнергетика. 2004. № 8. С. 73—76.

13. **Melikhov O.I., Melikhov V.I., Nigmatulin B.I.** VAPEX code analysis of steam explosions under severe accidents // Heat and Mass Transfer in Severe Nuclear Reactor Accidents. New York. Begell House. Inc. 1996. Pp. 540–551.

14. **Нигматулин Р.И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987.

15. **Соколин А.В.** Моделирование парового взрыва при тяжелой аварии на АЭС с корпусным реактором с водой под давлением. Дисс. ... канд. техн. наук. М.: Изд-во МЭИ, 2004.

16. **TRAC-PF1/MOD2.** Theory Manual. Los Alamos National Lab. Los Alamos. 1990. NM 87545.

17. **Annunziato A., Addabbo C., Leva G.** OECD/CSNI International Standard Problem No. 39 on FARO Test L-14. Reference Specification // Technical Note. Joint Research Centre, Ispra. 1996. No. I.96.64.

18. **Fletcher D.F.** An Improved Mathematical Model of Melt/Water Detonations. Model Formulation and Example Results // Int. J. Heat Mass Transfer. 1991. V. 34. No. 10. Pp. 2435–2448.

## References

1. **Fletcher D.A., Andersen R.P.** A Review of Pressure-Induced Propagation Models of the Vapour Explosion Process. Progress in Nuclear Energy. 1990;23;2:137–179.

2. **Board S.J., Hall R.W., Hall R.S.** Detonation of Fuel Coolant Explosions. Nature. 1975;254:319–321.

3. **Meignen R. et al.** The Challenge of Modeling Fuel-Coolant Interaction. Part II. Steam Explosion // Nuclear Engineering and Design. 2014;280:528–541.

4. **Chu C.C., Corradini M.L.** One-Dimensional Transient Fluid Model for Fuel-Coolant Interaction Analysis. Nuclear Science Engineering. 1989;101;1:46–72.

5. **Tang J., Corradini M.L.** Modelling of the Complete Process of One-Dimensional Vapor Explosion. CSNI Specialist Mtg. On Fuel-Coolant Interactions. NUREG/CP-0127. 1994:204–217.

6. **Brayer C., Berthoud G.** Vapor Explosion Modeling with MC3D. International Conference on Nuclear Engineering Proceedings, ICONE-5. 1997:2424.

7. **Yuen W.W., Chen X., Theofanous T.G.** On the Fundamental Microinteractions that Support the Propagation of Steam Explosions. Proceedings of the NURETH-5. Utah. Salt Lake City. September 21–24. 1992; II:627–636.

8. **Chen X., Yuen W.W., Theofanous T.G.** On the Constitutive Description Microinteractions Concept in Steam Explosions. Proceedings of the NURETH-7. New York. Saratoga Springs. September 10–15. 1995;3:1586–1606.

9. **Yuen W.W., Theofanous T.G.** The Prediction of 2D Thermal Detonation and Resulting Damage Potential. Proceedings of OECD/CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions. USA. Santa Barbara. January 5–8. 1993:233–250.

10. **Theofanous T.G., Yuen W.W., Freeman K., Chen X.** The Verification Basis of the ESPROSE.m Code.

Proceedings of OECD/CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions. Japan. Tokai-Mura. 1997:287–299.

11. **Melikhov O.I., Melikhov V.I., Sokolin A.V.** Vzryvnoe Vzaimodeystvie Rasplava s Vodoy. Modelirovanie Kodom VAPEX-D. Teplofizika Vysokikh Temperatur. 2002;40;3:466–474. (in Russian).

12. **Melikhov O.I., Sokolin A.V., Kuznetsov V.D.** Raschetnyy Analiz Vzryvnogo Vzaimodeystviya Koriuma s Vodoy. Teploenergetika. 2004;8:73–76. (in Russian).

13. **Melikhov O.I., Melikhov V.I., Nigmatulin B.I.** VAPEX code analysis of steam explosions under severe accidents. Heat and Mass Transfer in Severe Nuclear Reactor Accidents. / J.T.Rogers, Editor. New York. Begell House. Inc. 1996:540–551.

14. **Nigmatulin R.I.** Dinamika Mnogofaznykh Sred. M.: Nauka, 1987. (in Russian).

15. **Sokolin A.V.** Modelirovanie Parovogo Vzryva pri Tyazhelyy Avarii na AES s Korpusnym Reaktorom s Vodoy pod Davleniem. Diss. ... Kand. Tekhn. Nauk. Izd-Vo MPEI, 2004.

16. **TRAC-PF1/MOD2.** Theory Manual. Los Alamos National Lab. Los Alamos. 1990. NM 87545.

17. **Annunziato A., Addabbo C., Leva G.** OECD/CSNI International Standard Problem No. 39 on FARO Test L-14. Reference Specification. Technical Note. Joint Research Centre, Ispra. 1996;I.96.64.

18. **Fletcher D.F.** An Improved Mathematical Model of Melt/Water Detonations. Model Formulation and Example Results. Int. J. Heat Mass Transfer. 1991;34;10:2435–2448.

## Сведения об авторах

**Гудеменко Дмитрий Владимирович** — аспирант кафедры атомных электрических станций НИУ «МЭИ», e-mail: gudemenkov@mail.ru

**Мелихов Владимир Игорьевич** — доктор технических наук, профессор кафедры атомных электрических станций НИУ «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 НИУ «МЭИ», e-mail: oleg.melikhov@erec.ru

## Information about authors

**Gudemenko Dmitry V.** — Ph.D.-student of Nuclear Power Plants Dept., NRU MPEI, e-mail: gudemenkov@mail.ru

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

Статья поступила в редакцию 25.05.2016