

УДК 532.529+533.6.011.72+536.

© 2000 г. В.И. МЕЛИХОВ, О.И. МЕЛИХОВ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ТЕРМИЧЕСКОЙ ДЕТОНАЦИИ В СИСТЕМЕ ВОДА – КОРИУМ

На основе трехскоростной и трехтемпературной модели парового взрыва рассмотрена задача о нестационарном распространении волны термической детонации в системе высокотемпературный расплав – вода вплоть до выхода на стационарный режим. Проанализированы основные закономерности эволюции волны и изучена ее структура.

В ходе развития аварии на АЭС расплавленная активная зона (кориум) может вступить в контакт с жидким теплоносителем (водой). При определенных условиях в этой системе способно произойти взрывное взаимодействие с ростом давления до сотен и тысяч атмосфер, вызывая катастрофические последствия. Это явление, известное как паровой взрыв, активно исследуется последнюю четверть века во всех крупнейших мировых научных центрах по атомной энергетике. Несмотря на это, целостной и исчерпывающей теории парового взрыва не создано, что объясняется не только сложностью самого явления, но и многообразием форм и ситуаций, в которых оно может реализовываться.

Исследования парового взрыва начались с экспериментальных работ по взрыву одиночных капель или небольших масс расплава (< 50–100 г) в охладителе. Параметры гипотетических крупных взрывов находились простым масштабированием результатов, полученных для одиночных капель. Однако скоро стало ясно, что представлять взрыв в большом объеме крупнодисперсной смеси расплав – пар – охладитель как суперпозицию локальных взрывов отдельных капель, образующих смесь, неправомерно. В [1] по аналогии с процессом химической детонации была выдвинута идея термической детонации, в форме которой может реализоваться крупномасштабный паровой взрыв. В данном случае имеет место следующий механизм "подпитки" детонационной волны: дробление крупных капель расплава образовавшейся ударной волной приводит к резкому увеличению поверхности теплопередачи от расплава к охладителю и соответственно притоку энергии в волну.

В [2, 3] на основе анализа и численного решения стационарных уравнений двухфазного потока рассчитана структура волны термической детонации. Авторы [4] рассмотрели модель стационарной термической детонации с учетом потерь импульса на трение о стенки канала. Ими были сформулированы правила отбора скорости детонационной волны и исследована зависимость параметров детонации от начальных условий.

В [5] на основе рассмотрения трех взаимодействующих фаз (пароводяная смесь, капли расплава и фрагменты) разработана нестационарная модель термической детонации и приведены примеры расчетов эволюции детонационных волн. Сходная модель, но уже оперирующая с четырьмя фазами (пар, вода, капли расплава и фрагменты), предложена в [6], где также представлены результаты модельных расчетов.

Детальному исследованию динамики и теплообмена "двухфазных" пузырей, содержащих в себе испаряющуюся каплю или раскаленную частицу, и волновой динамики смеси жидкости с "двухфазными" пузырями посвящены работы [7–9].

В данной работе рассматривается задача о формировании и выходе на стационарный режим волны термической детонации, возникающей при взрывном взаимодействии кориума с водой. На основе методов механики многофазных сред формулируется математическая модель явления, учитывающая наличие трех фаз: пароводяной смеси, капель расплава ($\sim 0,5-1$ см) и мельчайших фрагментов расплава (< 100 мкм), при этом для более точного описания межфазного теплообмена учитывается неоднородное распределение температуры во фрагментах. При помощи метода численного интегрирования нестационарных одномерных уравнений проанализированы основные закономерности распространения волны термической детонации и ее структура.

1. Математическая модель термической детонации. Пусть в рассматриваемой области находится пароводяная смесь, содержащая капли высокотемпературного расплава. При определенных условиях капли расплава могут дробиться (фрагментировать) на множество мелких частиц (фрагментов). Динамика вызываемого этим событием термогидродинамического процесса описывается уравнениями механики многофазных сред [10].

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

Уравнения сохранения масс фаз имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_w \rho_w) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_w \rho_w V_w) = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_m \rho_m V_m) = -\Gamma_f \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_f \rho_m) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_f \rho_m V_f) = \Gamma_f \quad (1.3)$$

$$\alpha_w + \alpha_m + \alpha_f = 1 \quad (1.4)$$

Здесь α_i и ρ_i – объемная доля и истинная плотность i -й фазы (расплавы считаются несжимаемым, $\rho_m = \text{const}$), V_i – скорость i -й фазы, Γ_f – массовая скорость фрагментации, t – время, x – пространственная координата.

Уравнения импульсов фаз имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_w \rho_w V_w) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_w \rho_w V_w^2) = -\alpha_w \frac{\partial P}{\partial x} + K_{mw}(V_m - V_w) + K_{fw}(V_f - V_w) \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m V_m) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_m \rho_m V_m^2) = -\alpha_m \frac{\partial P}{\partial x} + K_{mw}(V_w - V_m) - \Gamma_f V_m \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_f \rho_m V_f) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_f \rho_m V_f^2) = -\alpha_f \frac{\partial P}{\partial x} + K_{fw}(V_w - V_f) + \Gamma_f V_m \quad (1.7)$$

Здесь K_{mw} , K_{fw} – коэффициенты обмена импульсом капель и фрагментов расплава с несущей средой, P – давление.

Уравнения энергии фаз записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_w \rho_w e_{sw}) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_w \rho_w h_{sw} V_w) = & -P \frac{\partial \alpha_w}{\partial t} + R_{mw}(T_m - T_w) + R_{fw}(T_f - T_w) + \\ & + V_m K_{mw}(V_m - V_w) + K_{mw}(V_w - V_m)^2 + V_m K_{fw}(V_f - V_w) + K_{fw}(V_w - V_f)^2 \end{aligned} \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m e_{sm}) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_m \rho_m h_{sm} V_m) = -P \frac{\partial \alpha_m}{\partial t} +$$

$$+ R_{mw}(T_w - T_m) + V_m K_{mw}(V_w - V_m) - \Gamma_f h_{sm} \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_f \rho_m e_{sf}) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_f \rho_m h_{sf} V_f) = -P \frac{\partial \alpha_f}{\partial t} +$$

$$+ R_{fw}(T_w - T_f) + V_f K_{fw}(V_w - V_f) + \Gamma_f h_{sm} \quad (1.10)$$

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

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} – коэффициенты теплообмена капель и фрагментов с несущей средой.

В процессе фрагментации капли расплава уменьшается ее размер. Из уравнения неразрывности для капель расплава (1.2) несложно получить уравнение, описывающее эволюцию диаметра капли L_m

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m L_m) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_m \rho_m L_m V_m) = -\frac{4}{3} \Gamma_f L_m \quad (1.11)$$

Для замыкания системы уравнений (1.1)–(1.11) необходимо определить обменные члены.

Для коэффициентов обмена импульсом K_{mw} и K_{fw} используются выражения

$$K_{mw} = \frac{3}{4} \frac{C_{d,mw}}{L_m} \rho_w \alpha_m |V_w - V_m|, \quad K_{fw} = \frac{3}{4} \frac{C_{d,fw}}{L_f} \rho_w \alpha_f |V_w - V_f|$$

где L_f – диаметр фрагмента. Коэффициенты сопротивления капель и фрагментов вычислялись по эмпирической корреляции [10], являющейся аппроксимацией стандартной кривой сопротивления

$$C_d = 24 \text{Re}^{-1} (1 + 0,179 \text{Re}^{0,5} + 0,013 \text{Re})$$

где Re – число Рейнольдса, определяемое по характерному размеру и относительной скорости капли (фрагмента). Использование этой формулы корректно лишь для сферических тел, а для жидких капель значение C_d будет отличаться из-за деформации. На основании опытных данных в [11] рекомендуется при $\text{Re} > 10^3$ и критических условиях деформации брать $C_d \approx 2,5$. В данной работе это учитывается путем подстановки в число Рейнольдса в качестве характерного размера величины большей оси деформированной капли, что при критических условиях давало упомянутое значение C_d (описание модели деформации см. ниже). Фрагменты рассматриваются как сферические тела.

Коэффициенты R_{mw} и R_{fw} выражаются через коэффициенты теплопередачи от капель расплава и фрагментов в воду h_{mw} и h_{fw} следующим образом: $R_{mw} = 6\alpha_m h_{mw}/L_m$, $R_{fw} = 6\alpha_f h_{fw}/L_f$

Исходные крупные высокотемпературные капли расплава отделены от окружающей их воды тонкой пленкой пара, которая существенно (на 2–3 порядка) уменьшает теплопередачу от капли по сравнению со случаем прямого контакта расплава с водой. Теплопередача через паровую пленку осуществляется конвекцией пара (так называемое пленочное кипение) и излучением. Ввиду отсутствия надежных корреляций для теплопередачи по механизму пленочного кипения в настоящей работе применялось постоянное значение коэффициента теплопередачи от крупных капель расплава, окруженных паровой пленкой, равное $h_{mw} = 10^3 \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{К}^{-1}$ [5].

Низкая теплопередача через паровую пленку обеспечивает относительно длительное существование (порядка 1 с) смеси капель расплава с водой (пока он не начал застывать). В течение этого времени капли расплава, перемешиваясь с водой, образуют взрывоопасную смесь с характерным размером 1–3 м. Этот размер вполне

достаточен для инициирования и развития волны термической детонации. В случае прямого контакта фрагментирующей деформированной капли с водой точное описание теплопередачи от расплава к воде затруднительно, поэтому использовалось постоянное значение $h_{mw} = 10^5 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{ К}^{-1}$, полученное с помощью оценок в [12].

На основании анализа экспериментальных наблюдений принято, что коллапс паровой пленки, окружающей каплю расплава в исходной смеси, происходит при достижении некоторого критического давления P_c [5]. Одновременно меняется механизм теплопередачи: от пленочного кипения к прямому контакту расплава с водой.

Основной вклад в теплообмен вносят фрагменты расплава, образующиеся при дроблении крупных капель. Благодаря большой поверхности теплообмена они быстро нагревают находящуюся рядом воду и остывают, затвердевая. Поэтому для адекватного моделирования распространения термической детонации необходимо как можно более точно описать теплообмен фрагментов с водой.

Наиболее распространенный подход заключается в применении корреляций для конвективного теплообмена, в которых используется среднеобъемная температура фрагментов. Однако для столь быстрого процесса, как термическая детонация, среднеобъемная температура частиц может существенно отличаться от температуры их поверхности, которая и определяет теплообмен. Оценки [12] показывают, что характерное время прогрева (или остывания) 100-микронной частицы диоксида урана равно 3 мс. Характерное же время распространения волны термической детонации в системе расплав диоксида урана – вода, вычисленное по ее скорости ($\sim 1 \text{ км/с}$) и длине зоны фрагментации ($\sim 30 \text{ см}$), равно 0,3 мс. Из этого следует, что для более точного описания теплообмена фрагментов с водой необходимо учитывать неоднородное распределение температуры в фрагментах.

В [12] предложен упрощенный подход для учета этого эффекта. На основе сферически-симметричного решения задачи об остывании сферической частицы диоксида урана при заданной температуре ее поверхности в [12] был вычислен средний по времени коэффициент теплопередачи, оказавшийся равным $10^5 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{ К}^{-1}$. Это значение использовалось авторами [12] в их расчетах. Значимость данного подхода снижается из-за его неуниверсальности. Приведенное выше значение коэффициента теплопередачи привязано к конкретной начальной температуре расплава (3500 К) и диаметру фрагментов ($\sim 200 \text{ мкм}$). В статье не указано, для каких параметров воды вычислен данный коэффициент. Кроме этого, не учитывалось влияние на теплообмен относительного движения фрагментов. А этот фактор, как показывают расчеты, может быть доминирующим.

Для более корректного учета неоднородного распределения температуры внутри фрагмента в данной модели в уравнение энергии фрагментов вводится член, описывающий радиальную теплопроводность внутри фрагмента. Рассмотрим этот подход подробнее. В каждой макроскопической точке дисперсной среды, где есть фрагменты расплава ($\alpha_f > 0$), вводится пробная (условная) частица [13], имеющая те же теплофизические параметры, скорость и размер, что и фрагменты. Предполагается, что теплообмен частицы с обтекающей ее внешней средой описывается зависимостью Ранца – Маршалла

$$\text{Nu} = 2 + 0,6 \text{ Re}^{0,5} \text{ Pr}^{0,33}, \quad h_{fw} = \frac{\lambda_w}{L_f} \text{Nu}$$

где Nu – число Нуссельта частицы, λ_w , Pr – коэффициент теплопроводности и число Прандтля воды. Распределение температуры внутри частицы неоднородно, оно описывается нестационарным сферически-симметричным уравнением теплопроводности. При этом в качестве граничного условия используется соотношение, описывающее теплопередачу от частицы в окружающую среду. Естественно, такой подход позволяет вычислять тепловой поток от частицы к воде по поверхностной температуре частицы с учетом динамики ее остывания.

Получим уравнение, описывающее микрораспределение температуры во фрагментах исследуемой смеси. Из уравнений импульса и полной энергии фрагментов (1.6), (1.10) нетрудно вывести уравнение для внутренней энергии фрагментов

$$n_f \frac{\pi L_f^3}{6} \rho_m \left(\frac{\partial e_f}{\partial t} + V_f \frac{\partial e_f}{\partial x} \right) = R_{fw} (T_w - T_f) + \Gamma_f (e_m - e_f) + \Gamma_f (V_m - V_f)^2 / 2 \quad (1.12)$$

где n_f – концентрация фрагментов. Полагая, что для расплава справедливо calorическое уравнение вида $e_m = c_m T_m$ ($e_f = c_m T_f$), где $c_m = \text{const}$ – удельная теплоемкость расплава, из (1.12) получим уравнение внутренней энергии для одной условной "средней" частицы (фрагмента)

$$\rho_m \frac{\pi L_f^3}{6} c_m \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + V_f \frac{\partial T_f}{\partial x} \right) = \frac{R_{fw}}{n_f} (T_w - T_f) + \frac{\Gamma_f}{n_f} \left[(e_m - e_f) + \frac{V_m - V_f^2}{2} \right] \quad (1.13)$$

Предполагая сферически-симметричное распределение температуры во фрагменте, учтем теплопроводность фрагмента. В результате из (1.13) следует уравнение для микрораспределения температуры T'_f поля фрагментов

$$\rho_m c_m \left(\frac{\partial T'_f}{\partial t} + V_f \frac{\partial T'_f}{\partial x} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_m r^2 \frac{\partial T'_f}{\partial r} \right) + \frac{6\Gamma_f}{n_f \pi L_f^3} \left\{ c_m (T_m - T'_f) + \frac{(V_m - V_f)^2}{2} \right\} \quad (1.14)$$

где r – координата вдоль радиуса фрагмента, λ_m – теплопроводность расплава.

Граничные условия по r имеют вид

$$r = 0: \frac{\partial T'_f}{\partial r} = 0 \quad (1.15)$$

$$r = \frac{L_f}{2}: \lambda_m \frac{\partial T'_f}{\partial r} = h_{fw} (T_w - T'_f); \quad h_{fw} = \frac{\lambda_w}{L_f} (2 + 0,6 \text{Re}^{0.5} \text{Pr}^{0.33}) \quad (1.16)$$

Полученное уравнение (1.14) отличается от уравнения, описывающего распределение температуры в одиночной частице, движущейся со скоростью V_f , наличием источников члена, описывающего трансформацию энергии при образовании фрагментов из капель расплава. Используемый здесь подход основан на односкоростном и однотемпературном описании поля фрагментов, при котором исключается одновременное рассмотрение в одном и том же элементарном объеме фрагментов с разной температурой (например, одного уже остывшего и второго только образующегося при дроблении капли). Вместо этого динамика изменения внутренней энергии фрагментов в элементарном объеме описывается уравнением микрораспределения температуры эффективной частицы с соответствующим источником членом (1.14).

Более точным является лагранжев подход к описанию динамики фрагментов расплава, когда прослеживается эволюция групп фрагментов, рожденных в малые интервалы времени в отдельных точках исследуемой области. В этом случае при описании теплообмена фрагментов с несущей средой можно более точно учесть временную предысторию фрагментов, находящихся в данном элементарном объеме. Следует отметить, что при распространении волны термической детонации процесс фрагментации капель расплава достаточно локализован, вследствие чего находящиеся рядом фрагменты имеют близкие температуры, что делает оправданным однотемпературное эйлерово описание поля фрагментов.

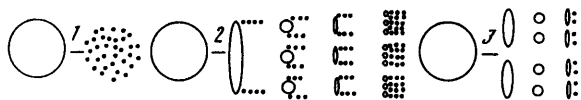
При численной реализации данной модели термической детонации используются уравнения для полной энергии каждой фазы. Поэтому преобразуем (1.14) к уравне-

нию для полной энергии фрагментов

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_f \rho_m e'_{sf}) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_f \rho_m h'_{sf} V_f) = -P \frac{\partial \alpha_f}{\partial t} + \frac{\alpha_f}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_m r^2 \frac{\partial T'_f}{\partial r} \right) + V_f K_{fw} (V_w - V_f) + \Gamma_f h_{sm} \quad (1.17)$$

$$e'_{sf} = c_m T'_f + V_f^2 / 2, \quad h'_{sf} = e'_{sf} + P / \rho_m$$

Таким образом, в предлагаемой модели для более точного описания теплообмена фрагментов расплава с водой вместо уравнения (1.10) используется уравнение (1.17) с граничными условиями (1.15), (1.16).



Фиг. 1. Режимы дробления капель: 1 – взрывное дробление; 2 – дробление с обдиркой; 3 – дробление без обдирки

Фрагментация капля расплава в ударной волне при паровом взрыве является одним из ключевых процессов, определяющим темп выделения энергии в среде. Этот процесс весьма сложный и не до конца изученный.

В ходе методической работы над излагаемой моделью термической детонации были рассмотрены различные подходы к описанию фрагментации. В качестве исходной была выбрана схема описания фрагментации в зависимости от условий обтекания капли [14]. В ней различают три режима дробления капель (фиг. 1).

Взрывное дробление реализуется в достаточно сильных ударных волнах. В этом случае срыв мельчайших капель (фрагментов) с поверхностного слоя – обдирка капли – практически не наблюдается, исходная капля сразу распадается на большое число фрагментов (~ 100 мкм).

При дроблении с обдиркой поверхностного слоя 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 $(0,1-0,3)r_0$. Вплоть до самого момента достижения критической стадии деформации капля сохраняет свою целостность. При этом до тех пор, пока $a/r_0 \leq 3$, дробление капель происходит по механизму обдирки поверхностного слоя капель с образованием мельчайших фрагментов (~ 100 мкм).

При дроблении без обдирки поверхностного слоя развал исходной капли на "дочерние" с радиусом $0,1-0,3$ от исходного не сопровождается обдиркой.

Области реализации этих режимов определяются значениями чисел Рейнольдса Re и Вебера We исходной капли

$$Re = \frac{\rho_w |V_m - V_w| L_m}{\mu_w}, \quad We = \frac{\rho_w |V_m - V_w|^2 L_m}{\sigma_m}$$

Здесь μ_w – вязкость воды, σ_m – коэффициент поверхностного натяжения расплава. 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 описания деформации и дробления исходной капли на более мелкие капли с радиусом $0,2$ от первоначального использовался урощенный подход, развитый и

применявшийся в [15–17]. Для двух вспомогательных величин S (смещение навстречной границы капли) и φ (скорость смещения) решались уравнения

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + V_m \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{3\rho_w |V_m - V_w|^2}{8\rho_m r_0 (1 - 0,5S/r_0)}; \quad \frac{\partial S}{\partial t} + V_m \frac{\partial S}{\partial x} = \varphi$$

где r_0 – начальный радиус капли. Начальные значения $S = 0$, $\varphi = 0$.

По величине смещения определяется большая полуось деформированной капли $a = r(1 - 0,5S/r_0)^{-1/2}$, где r – среднеобъемный радиус капли расплава ($r = L_m/2$). Предполагается, что при достижении условия $a = 3r$ исходная капля дробится на соответствующее количество недеформированных капель с радиусом $0,2r_0$, имеющих сферическую форму ($S = 0$, $\varphi = 0$). Соответственно изменяется величина L_m . Дальнейшая эволюция этих капель рассматривается аналогично. Дробление происходит вплоть до размеров фрагментов.

Для расчета интенсивности обдирки поверхностного слоя капли использовалась корреляция, применявшаяся в [5]

$$\Gamma_f = \alpha_m |V_m - V_w| (\rho_w \rho_m)^{1/2} / L_m$$

Предполагалось, что при обдирке капли расплава образующиеся фрагменты имеют размер $L_f = 100$ мкм, это значение получено на основе анализа опытных данных [18].

При реализации условий для режима обдирки размеры капель определяются по (1.11). В случае возникновения условий для взрывного дробления на мельчайшие фрагменты (~ 100 мкм) или дробления на капли радиусом $0,2r_0$ полагается, что из исходной капли мгновенно образуется соответствующее количество капель заданного размера.

Использование вместо корреляции [5] соотношения, предложенного в [19]

$$\Gamma^{[19]} = \frac{\Gamma^{[5]}}{t_b^*}, \quad t_b^* = 14,8 \text{Bo}^{-1/4}, \quad \text{Bo} = \frac{3}{16} C_D \rho_w \frac{L_m}{\sigma} (V_m - V_w)^2$$

привело к достаточно схожим результатам. Однако расчет обдирки капель по формуле Энгель [20] дал нереально большую длину зоны фрагментации.

Для замыкания модели термической детонации применялись двухпараметрические уравнения состояния пара и воды, причем при $P \leq 16$ МПа использовалась подпрограмма THERMO [21], а в области больших давлений – подпрограмма, разработанная в ИАЭ им. И.В. Курчатова [22].

2. Численный метод решения. Для исследования с помощью модели, изложенной в разд. 1, одномерного распространения нестационарной волны термической детонации использовался неявный консервативный конечно-разностный метод первого порядка по пространству и второго по времени, предложенный в [5].

Переход с n -го временного слоя на $n + 1$ -й производится следующим образом. Предполагая, что все величины на предыдущем временном слое известны, определяем значения массовой скорости фрагментации, коэффициентов обмена импульсом и теплообмена. Используя конечно-разностную аппроксимацию уравнений (1.1)–(1.3), находим значения величин $(\alpha_w \rho_w)^{n+1}$, α_m^{n+1} , α_f^{n+1} . По известным величинам α_m^{n+1} и α_f^{n+1} из уравнения (1.4) находим значения α_w^{n+1} и затем определяем ρ_w^{n+1} . Решая конечно-разностные уравнения импульса фаз, определяем поле скоростей на новом временном слое. Определяются значения энергий торможения фаз на новом временном слое по конечно-разностным аналогам уравнений (1.8), (1.9), (1.7), далее, привлекая новые значения скоростей, находим внутренние энергии фаз на слое $n + 1$. Определяем температуры расплава и фрагментов на новом временном слое по их калорическому уравнению состояния. По уравнениям состояния пара и воды находим новые значения температуры пароводяной смеси, а также объемного паросодержания и давления.

Вычисляем новые значения диаметров капель с помощью конечно-разностного аналога уравнения (1.11) при условии реализации режима обдирки, а при выполнении условий взрывного дробления или дробления на капли $\sim 0,2r_0$ задаются соответствующие значения диаметра.

Во всех указанных выше вычислениях неизвестные значения функций на новом временном слое заменялись значениями этих функций с предыдущей итерации (в случае первой итерации – с предыдущего временного слоя).

Эта процедура повторяется до тех пор, пока относительное изменение давления на новом временном слое для всех расчетных ячеек не станет меньше 0,1%. Таким образом, хотя схема неявна, но итеративный способ ее реализации по существу явен. Расчеты показали, что для сходимости требуется 2–4 итерации. Для повышения устойчивости счета вводилась искусственная вязкость по Нейману [23].

Расчеты проводились на неравномерной, адаптирующейся к решению сетке, конвективные члены аппроксимировались по потоку. Максимальное сгущение узлов обеспечивалось в области резкого изменения решения (ударная волна и зона фрагментации).

3. Численное моделирование распространения волны термической детонации.

С помощью изложенной модели было выполнено численное исследование одномерного распространения волны термической детонации в системе кориум – вода. Кориум представляет собой расплав активной зоны ядерного реактора, который образуется в случае аварии на АЭС. Его основными компонентами являются диоксид урана (примерно 80% по массе) и диоксид циркония ($\sim 20\%$). Характерная температура кориума порядка 3000 К.

Пусть в начальный момент времени в неограниченной в одном направлении трубе находится смесь капель кориума с водой. Капли окружены паровой пленкой, вода – в двухфазном состоянии. Предполагается, что в начальный момент в небольшой области около закрытого конца трубы часть капель фрагментирует на мелкие осколки (фрагменты), вследствие чего здесь начинается интенсивный приток тепла в воду, приводящий к росту давления и образованию ударной волны, которая, распространяясь по смеси кориума с водой, дробит капли расплава на мелкие фрагменты. В результате формируется волна термической детонации. Было выполнено численное моделирование этого процесса вплоть до выхода на установившийся режим; рассчитана детальная структура волны детонации и определены закономерности тепло-массообменных процессов в зоне фрагментации.

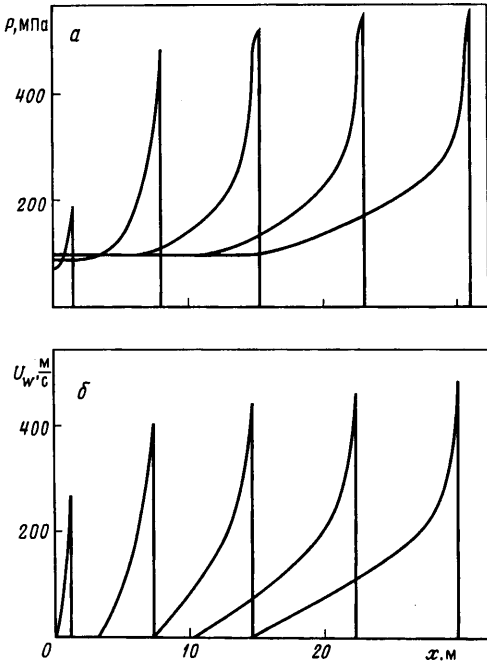
Расчеты проводились при следующих начальных параметрах системы кориум – вода: давление – 1 бар, температура воды – 373 К, паросодержание – 0,5, объемная доля кориума – 0,1, температура кориума – 3000 К, диаметр капель кориума – 5 мм.

Кориум имеет следующие физические свойства [5]: плотность 8400 кг/м³, теплоемкость 500 Дж/(кг · К), поверхностное натяжение 0,4 Н/м.

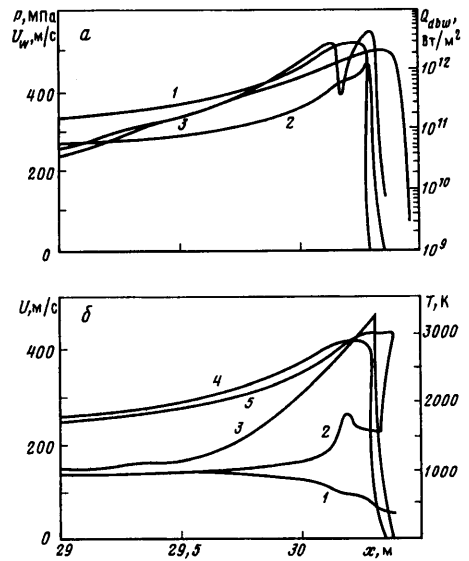
На фиг. 2 показаны рассчитанные профили давления и скорости воды в последовательные моменты времени. Видно, что длина нестационарного участка, на котором происходит установление волны, составляет около 20 м, в то время как размер самой зоны фрагментации порядка 1 м. Максимальные давления в волне около 500 МПа, а максимальные скорости 450 м/с. К зоне фрагментации примыкает нестационарная волна разряжения, в которой происходит расширение продуктов детонации.

Выполненные расчеты выявили достаточно большую длину участка, на котором происходит выход на установившийся режим распространения волны термической детонации. Эта длина существенно больше характерных масштабов корпуса и шахты ядерного реактора, где может практически произойти паровой взрыв. Это свидетельствует о необходимости применения нестационарного подхода при анализе парового взрыва на АЭС.

Структура установившейся волны представлена на фиг. 3. Вода, ускоряясь во фронте ударной волны, увлекает за собой фрагменты расплава. Затем она начинает тормозиться, а более инертные фрагменты тормозятся медленнее, в результате чего их скорость сначала сравнивается со скоростью воды, а потом и превышает ее. В точке равенства скоростей наблюдается локальный минимум тепловыделения от



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Распространение волны термической детонации: *а* – давление, *б* – скорость воды (через 8 мс)

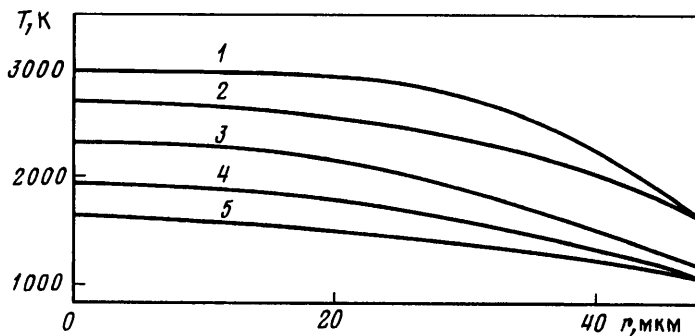
Фиг. 3. Структура волны термической детонации: *а* – профили давления (1), скорости воды (2), тепловыделения от фрагментов (3), тепловыделения от фрагментов по модели Флетчера [5] (4); *б* – профили температуры воды (1), температуры поверхности фрагментов (2), температуры в центре фрагментов (3), скорости фрагментов (4), воды (5)

фрагментов, поскольку здесь отсутствует интенсифицирующее воздействие на теплопередачу относительного движения фаз. Температуры в центре и на поверхности фрагментов существенно различаются в зоне фрагментации, что подтверждает необходимость учета теплопроводности во фрагментах. Вследствие большого теплообмена температура поверхности фрагментов сразу за ударной волной быстро падает. Однако далее из-за уменьшения разницы температур воды и фрагментов и выравнивания их скоростей тепловой поток от фрагментов в воду падает. Поэтому температура поверхности фрагментов начинает возрастать (фиг. 3, б), поскольку сохраняется достаточно большой поток тепла из центральной части фрагмента к его поверхности. Этим объясняется локальный максимум в профиле температуры поверхности фрагментов.

На фиг. 4 показаны распределения температуры внутри фрагментов в различных точках зоны фрагментации. На протяжении 0,4 м от ударной волны существует заметная неоднородность поля температуры внутри фрагментов.

Для сравнения были проведены расчеты по модели с постоянными коэффициентами теплоотдачи и трения и без учета теплопроводности фрагментов [5]. В этом случае отсутствует характерный двугорбый вид у профиля тепловыделения, а максимальное тепловыделение примерно в 1,5 раза меньше, фиг. 3, а.

Заключение. Предложена трехскоростная и трехтемпературная модель термической детонации, в которой учтено неоднородное распределение температуры во фрагментах расплава и использована схема распада капель расплава, принимающая во



Фиг. 4. Распределение температуры по радиусу во фрагментах, $x = 30,26; 30,16; 30,06; 29,96; 29,86$ м (кривые 1–5)

внимание деформацию капель, их деление на дочерние капли и обдирку мелких фрагментов с поверхности крупных капель.

Впервые рассчитано нестационарное распространение волны термической детонации в системе кориум – вода вплоть до выхода на стационарный режим, который устанавливается на значительных расстояниях (20–30 м) от места инициирования. Такие расстояния значительно превосходят характерные масштабы корпуса и шахты ядерного реактора, где может гипотетически произойти паровой взрыв. Таким образом, модели стационарной термической детонации, зачастую использовавшиеся ранее для оценок последствий парового взрыва, непригодны для анализа этого существенно нестационарного явления.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 98-02-17766) и Международным научно-техническим центром (проект № 408).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Board S.J., Hall R.W., Hall R.S. Detonation of fuel coolant explosions // Nature. 1975. V. 254. № 5498. P. 319–321.
2. Sharon A., Bankoff S.G. On the existence of steady supercritical plane thermal detonations // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1981. V. 24. № 10. P. 1561–1572.
3. Condiff D.W. Contributions concerning quasi-steady propagation of thermal detonations through dispersions of hot liquid fuel in cooler volatile liquid coolants // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1982. V. 25. № 1. P. 87–98.
4. Гельфанд Б.Е., Бартнев А.М., Фролов С.М. Расчет взрывного взаимодействия в системе расплавленный металл – охладитель в модели термической детонации // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27. № 5. С. 122–130.
5. 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. № 10. P. 2435–2448.
6. Okano T. One-dimensional calculations of melt/water detonations based on four-fluid model // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Multiphase Flow. Kyoto, Japan, 1995. V. 3. P. VE-19 – VE-26.
7. Зоненко С.И. О численном исследовании динамики паровой оболочки около нагретой твердой частицы, помещенной в жидкость // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 4. С. 154–157.
8. Хабеев Н.С., Ганиев О.Р. Динамика и теплообмен "двухфазных" пузырей // Отчет Ин-та механ. МГУ. 1987. № 3558. 52 с.
9. Хабеев Н.С. Эволюция ударных волн в жидкости с "двухфазными" пузырьками // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 2. С. 110–117.
10. Гавин Л.Б., Шрайбер А.А. Турбулентные течения газа с частицами // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ, 1991. Т. 25. С. 90–182.
11. Pilch M., Erdman C.A. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration induced breakup of a liquid drop // Intern. J. Multiphase Flow. 1987. V. 13. № 6. P. 741–757.

12. *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. № 2. P. 137–179.
13. *Низматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. Ч. I. М.: Наука, 1987. 464 с.
14. *Борисов А.А., Гельфанд Б.Е., Губин С.А., Натанзон М.С., Коссов О.М.* О режимах дробления капель и критериях их существования // *Инж.-физ. журн.* 1981. Т. 40. № 1. С. 64–70.
15. *Борисов А.А., Гельфанд Б.Е., Губин С.А., Козарко С.М., Подгребенков А.Л.* О деформации капель в зоне реакции при гетерогенной детонации // *ПМТФ*. 1970. № 5. С. 39–44.
16. *Ждан С.А.* Расчет гетерогенной деформации с учетом деформации и распада капель горячего // *Физика горения и взрыва*. 1977. Т. 13. № 2. С. 258–263.
17. *Беликов В.В., Беликова Г.В., Головизнин В.М. и др.* Подавление детонации в водородовоздушных смесях // *Теплофизика высоких температур*. 1995. Т. 33. № 3. С. 452–457.
18. *Fletcher D.F.* The particle size distribution of solidified melt debris from molten fuel-coolant interaction experiments // *Nuclear Engineering and Design*. 1988. V. 105. № 3. P. 313–319.
19. *Yuen W.W., Theofanous T.G.* The prediction of 2D detonations and resulting damage potential // *Proc. CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions*. 1993. Santa Barbara, California, USA. P. 233–250.
20. *Engel O.G.* Fragmentation of water drops in the zone behind an air shock // *J. Res. Nat. Bur. Standards*. 1958. V. 60. № 3. P. 245–280.
21. *TRAC-PF1/MOD2. Theory Manual* // Los Alamos National Laboratory. 1990. Los Alamos, NM 87545.
22. *Никонов С.П., Никонова Н.А.* Сплайн-аппроксимация для расчета теплофизических свойств воды и пара в модуле WAST // РИЦ "Курчатовский Институт". Отчет № 32/1-2100-94. 1994. 20 с.
23. *Самарский А.А.* Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.

Москва

Поступила в редакцию
28.IX.1998