

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУЙ РАСПЛАВА В ИСПАРЯЮЩЕМСЯ ОХЛАДИТЕЛЕ

Описание физики изучаемого процесса и анализ известных исследований

Проникание высокотемпературных струй жидкости и твердых тел в бассейн с испаряющейся жидкостью встречается во многих областях современной науки и техники. Известны исследования проникания тел различной формы в жидкость, включая случай высокоскоростного движения твердых тел в твердые тела (со скоростями ~ 1 км/с, пули, например) [1-11]. В последнем случае движение происходит за счет определяющих сил инерции и сопротивления среды [9-11], вследствие чего, из-за пренебрежимо малого влияния сил упругости твердого тела, в которое внедряется более прочное высокоскоростное тело, задача может рассматриваться в рамках механики жидкости.

Физическая модель внедрения струй высокотемпературной жидкости в бассейн испаряющейся жидкости следующая. Предполагается, что струя при ее внедрении в бассейн незначительно изменяет диаметр (не успевает, процесс внедрения происходит быстрее расширения). Влияние расширения струи можно учесть, применяя рассматриваемую модель на коротких участках с корректировкой скорости струи от участка к участку. Такая модель точно соответствует внедрению твердого тела (например, стержня). Внедрение струи в бассейн определяют Архимедова сила, сила гидродинамического сопротивления бассейна и сила давления пара. Интенсивное испарение жидкости в бассейне при внедрении в нее высокотемпературной струи приводит к паровым потокам навстречу внедряющейся струе.

Особенностью внедрения высокотемпературных струй в системе пассивной защиты от тяжелых аварий [1, 3, 6-8] является интенсивное парообразование еще до контакта струи с охладителем за счет интенсивных радиационных тепловых потоков. Струя расплава фактически входит в бассейн в окружении встречной паровой струи, и Архимедовы силы, по сути, действуют на окружающую паровую струю. В упрощенной постановке действие пара рассматривается как дополнительная сила давления на внедряющуюся струю. Начальная скорость струи V_0 , жидкость в бассейне неподвижна. Образование каверны на поверхности жидкости при ударе струи о поверхность не рассматривается. Полагается, что струя мгновенно сообщает поверхности

бассейна в месте контакта скорость, равную скорости тела в момент касания поверхности. Силами трения поверхности струи пренебрегаем как малыми по сравнению с лобовым сопротивлением. Струи считаются осесимметричными. До настоящего времени задачу проникания струи с учетом испарения жидкости в бассейне не рассматривали, поэтому это – цель настоящей статьи.

2 Разработка математической модели исследуемого процесса

Исходя из поставленной цели, задача исследований данной статьи – построение и анализ математических моделей проникания струи высокотемпературного расплава в испаряющийся охладитель и численной модели для расчета температурных полей частицы кориума с учетом нелинейных физических свойств, зависящих от температуры.

Сопротивление жидкости внедряемому телу пропорционально гидродинамическому напору с коэффициентом, зависящим от формы тела и скорости [8, 9]. В простейшем случае цилиндр имеет сопротивление $0,5\rho_2 V_1 S_1$, где ρ, V, S – плотность, скорость тела, площадь сечения соответственно. Индексы 1, 2 – для тела и жидкости соответственно. Если внедряемое тело вошло в бассейн полностью, то дальнейшее движение происходит при неизменной гравитационной силе, определяемой разницей веса тела и выталкивающей силы. До полного внедрения тела в жидкость погруженная часть имеет вес за вычетом выталкивающей силы. После полного внедрения тела гравитационная сила не меняется по глубине. Для простоты струя считается телом цилиндрической формы, движущимся вертикально вниз со скоростью $V_1 = dx/dt$, где x – расстояние от поверхности бассейна ($x=0$). Радиус струи равен a , длина h , начальная скорость до касания с бассейном V_0 . Уравнение движения струи имеет вид:

$$\rho_1 h \frac{dV_1}{dt} = g(\rho_1 h - \rho_2 x) - \alpha \rho_2 V_1^2 - \beta \rho R T_1, \quad (1)$$

где g – ускорение свободного падения;
 ρ, T_1 – плотность и температура пара;
 R – универсальная газовая постоянная;
 A – коэффициент лобового сопротивления (зависит от формы тела, для простых оценок $\alpha=0,5$);
 β – эмпирическая константа (max $\beta=1$).

Используя выражение для скорости $V_1=dx/dt$, поделив на ρ_1 , можно переписать уравнение (1):

$$h \frac{d^2 x}{dt^2} + \alpha \rho_{21} \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + g(\rho_{21} x - h) + b = 0, \quad (2)$$

где $\rho_{21}=\rho_2/\rho_1$ – отношение плотностей жидкости и струи;
 $b=\beta R T_1/\rho_1$ – некоторая константа или известная функция температуры.

Предпоследний член в (2) при $x \geq h$ – константа $gh(\rho_{21}-1)$ (полное погружение тела). Если удар струи о поверхность жидкости незначителен (плавный вход тела в жидкость), начальные условия для уравнения (1) или (2) имеют вид:

$$t=0, \quad x=0, \quad V_1 = \frac{dx}{dt} = V_0. \quad (3)$$

При этом, как видно из (2), ускорение тела равно $a_1 = \frac{d^2 x}{dt^2} = g(1 - \rho_{21} \frac{x}{h}) - \frac{b}{h} - \rho_{21} \frac{\alpha}{h} V_0^2$, откуда следует, что ускорение отрицательное, если $x > \rho_{12} h$ ($\rho_{12}=\rho_1/\rho_2$). Здесь второй член в правой части характеризует отношение силы давления пара к весу внедряемого тела.

Возможны ситуации: если $gh > b$, скорость внедряющегося тела может нарастать, а при $gh \leq b$ – всегда убывает. В случае малой начальной скорости внедряющегося тела влияние парообразования может быть более сильным, чем гравитационных сил, или даже определяющим при очень высокой температуре струи. При высокой скорости струи гравитационные силы мало влияют на процесс внедрения, а паровой взрыв может препятствовать внедрению в бассейн сильнее сопротивления жидкости. Высокоскоростное проникание тел в жидкость определяется, в основном, инерционными силами и сопротивлением среды, определение которого представляет значительные трудности [9-11]. При этом во многих случаях внедрение струй и твердых тел в жидкость различается лишь параметрами сред и может рассматриваться в рамках одних и тех же моделей.

Следует различать случаи плавного и ударного внедрения тел в жидкость. При значительной скорости тела и плотности жидкости в момент касания головной части тела поверхности бассейна происходит удар. Ускорения жидких границ имеют большую величину в течение короткого промежутка времени, поэтому можно рассмотреть предельный случай импульсного изменения. Большие массовые силы на жидкость не действуют, но мгновенное изменение движения границ создает большие градиенты давления, которые порождают мгновенное изменение скорости жидкости. Скорости не становятся большими, но велика локальная производная скорости по времени [12], и импульс силы, действующей на осесимметричное тело с плоской носовой частью после прямого удара о поверхность жидкости, равен $\frac{4}{3}\rho_2 a^3 V_0$. Пренебрегая вязкой диссипацией, можно получить оценку начальной скорости проникания тела из уравнения сохранения импульса:

$$\rho_1 \pi a^2 h V_0 = \rho_1 \pi a^2 h V_n + \frac{4}{3} \rho_2 a^3 V_0, \quad (4)$$

где V_n – начальная скорость проникания струи в бассейн.

Из уравнения (4) получается:

$$V_n = \left(1 - \frac{4a}{3\pi h} \rho_{21}\right) V_0. \quad (5)$$

Как видно из (5), тонкие тела проникают без удара, даже если жидкость бассейна плотнее струи. В случае малой плотности жидкости любые тела проникают в бассейн без удара. Но если тело не тонкое и жидкость достаточно плотная, потери скорости тела при вхождении в бассейн за счет удара о поверхность могут быть значительными. Так, например, при $\frac{a}{h} = \frac{3\pi}{4} \rho_{12} \approx 2,355 \rho_{12}$ вся скорость теряется во время удара, а при $a > 2,355 \rho_{12} h$ скорость проникания в бассейн становится отрицательной, т.е. тело отскакивает от поверхности. В некоторых случаях необходимо также учитывать и подсос воздуха при внедрении струи. Но эта задача имеет самостоятельный интерес и ввиду ее сложности здесь не рассматривается.

Постановка задачи Коши для нелинейного уравнения процесса внедрения

Рассматривается задача Коши для уравнения (2) с начальными условиями вида:

$$t=0, \quad x=0, \quad \frac{dx}{dt} = V_n, \quad (6)$$

где V_n – задается по формуле (5) при наличии удара или $V_n=V_0$, когда тело входит в жидкость плавно.

Уравнение (2) удобно представить в виде:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \alpha A \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + gAx + C = 0, \quad (7)$$

где $A = \rho_{12} h$, $C = b/h - g$, $Ax = \rho_{12} = const$ – при $x \geq h$.

Поскольку в (7) явная зависимость от переменной t отсутствует, уравнение является автономным.

Во многих случаях безразмерная форма уравнений предпочтительна. Отнеся скорость к V_0 , расстояние – к радиусу струи a , время – к величине a/V_0 , перепишем задачу Коши (6), (7):

$$\frac{d\bar{x}}{d\bar{t}} = \bar{v}, \quad \frac{d\bar{v}}{d\bar{t}} = - \left[\varepsilon \alpha \rho_{21} \bar{v}^2 + \frac{1}{Fr^2} (x \varepsilon \rho_{21} + \bar{b} - 1) \right], \quad \bar{x} \leq 1/\varepsilon; \quad (8)$$

$$\bar{t} = 0, \quad \bar{x} = 0, \quad \bar{v} = \bar{v}_n, \quad (9)$$

где последний член второго уравнения (8) при $\bar{x} > 1/\varepsilon$ равен $(\rho_{21}-1)/Fr^2$;

$Fr^2 = V_0^2 / (ga)$ – число Фруда;

$\varepsilon = a/h$;

$\bar{b} = b / V_0^2$ – отношение потенциальной энергии пара к кинетической энергии струи;

$\bar{v}_n = 1$ или $\bar{v}_n = 1 - 4\varepsilon\rho_{21} / (3\pi)$ (с учетом удара струи о свободную поверхность).

Безразмерная математическая модель системы (8), (9) допускает упрощенные аналитические решения и легко реализуется на ЭВМ. Она позволяет найти закономерности проникания струи расплава в бассейн в зависимости от отношения плотностей жидкостей струи и бассейна, температуры расплава, числа Фруда и других параметров. Уравнения (8) имеют особую точку $\bar{x}_0 = (1 - \bar{b})\rho_{12} / \varepsilon$, $\bar{v}_0 = 0$, что в отсутствие испарения дает $\bar{x}_0 = \rho_{12} / \varepsilon$, $\bar{v}_0 = 0$. Поскольку система (8) справедлива на участке $\bar{x} \leq 1/\varepsilon$, особая точка входит в область определения, т.е. является реальной: $\rho_{21} \geq 1 - \bar{b}$, что отвечает решению после $\bar{x} = 1/\varepsilon$. Если $\rho_{21} < 1 - \bar{b}$, особой точки нет. В случае без парообразования ($\bar{b} = 0$) особая точка отсутствует, если жидкость менее плотная, чем струя. Парообразование снижает этот порог вплоть до нуля. И даже возможен выброс тела из жидкости за счет парового взрыва, $\bar{b} > 1$. В отсутствие парообразования особая точка движется вглубь (глубина проникания увеличивается) с уменьшением относительной толщины тела и отношения плотностей жидкости и струи.

Второе уравнение системы (8) можно разделить на первое и получить уравнение фазовых траекторий рассматриваемой системы с соответствующими граничными условиями:

$$\frac{d\bar{v}}{d\bar{x}} = -\frac{\varepsilon\alpha\rho_{21}Fr^2\bar{v}^2 + \varepsilon\rho_{21}\bar{x} + \bar{b} - 1}{Fr^2\bar{v}}; \quad \bar{x} = 0, \quad \bar{v} = \bar{v}_n. \quad (10)$$

Уравнение (10) каждой точке (\bar{x}, \bar{v}) ставит в соответствие наклон проходящей через нее кривой $d\bar{v}/d\bar{x}$. Получающееся поле направлений («изображение» дифференциального уравнения на фазовой плоскости) позволяет сделать набросок $\bar{v}(\bar{x})$ и определить решение уравнения по заданным начальным значениям \bar{x} и \bar{v} . Можно начать с построения геометрического места точек постоянного наклона $d\bar{v}/d\bar{x} = m$ (изоклины, линии равных градиентов скорости). С учетом изложенного $\varepsilon\alpha\rho_{21}Fr^2\bar{v}^2 + mFr^2\bar{v} + \bar{b} + \varepsilon\rho_{21}\bar{x} - 1 = 0$, откуда

$$\bar{v}_{1,2} = \frac{-mFr \pm \sqrt{m^2Fr^2 - 4\varepsilon\alpha\rho_{21}(\bar{b} + \varepsilon\rho_{21}\bar{x} - 1)}}{2\varepsilon\alpha\rho_{21}Fr}. \quad (11)$$

Следуя (11), можно определить условие действительности скорости проникающей струи:

$$\bar{x} \leq \bar{x}^* = \frac{\rho_{12}}{\varepsilon} \left(1 + \frac{m^2Fr^2}{4\alpha\varepsilon} \rho_{12} - \bar{b}\right) = \bar{x}_0 + \frac{m^2Fr^2}{4\alpha\varepsilon^2} \rho_{12}^2. \quad (12)$$

Условие (12) определяет максимально возможную глубину проникновения струи в бассейн при разных параметрах. При $m=0$ (нулевой градиент, скорость не меняется по \bar{x}) $\bar{x}^* = \bar{x}_0$. Возможны следующие ситуации:

- 1) $\rho_{21} \geq 1 - \bar{b}$, особая точка входит в область определения уравнений (8), $\bar{x}_0 < 1/\varepsilon$, струя может достичь максимальной глубины ($\bar{x}^* \leq 1/\varepsilon$) или продолжить движение, если $\bar{x}^* > 1/\varepsilon$;
- 2) $\rho_{21} < 1 - \bar{b}$, особая точка не входит в область определения (8) ($\bar{x}_0 > 1/\varepsilon$, а $\bar{x}^* > 1/\varepsilon$ – тем более), поэтому струя движется до точки $\bar{x} = 1/\varepsilon$ без особенностей и далее продолжает движение.

В особой точке $\bar{x} = \bar{x}_0$ скорость равна нулю, струя останавливается, после чего тяжелая струя может продолжить движение в бассейне за счет гравитационных сил (струя после останова диспергируется, а твердое тело может продолжать движение). При паровом взрыве участок погружения струи короткий. Его можно оценить по максимальному градиенту:

$$m_0 = -\frac{\alpha \varepsilon \rho_{21} \bar{V}_n^2 F_r^2 + \bar{b} - 1}{F_r^2 \bar{V}_n} \quad (13)$$

И условие непроникания струи в жидкость будет $\bar{b}_* = 1 + \alpha \varepsilon \rho_{21} \bar{V}_n^2 F_r^2$, откуда с учетом удара о поверхность (5) следует: $\bar{b}_* = 1 + \alpha \varepsilon \rho_{21} F_r^2 (1 - \frac{4\varepsilon}{3\pi} \rho_{21})^2$. Для тонкого тела и малой плотности жидкости ($\varepsilon \rho_{21} \ll 1$) отсюда получается $\bar{b}_* = 1 + \alpha \varepsilon \rho_{21} F_r^2$, что при малых скоростях струи ($Fr^2 \sim 1$ или $Fr^2 \ll 1$) выражает равновесие гравитационных сил и давления пара. При $Fr^2 \gg 1$ величина \bar{b}_* может значительно превышать единицу.

4 Численное решение краевой задачи

Для численного решения краевой задачи (10) вначале строятся изоклины. Параметр m изменяется от m_0 до 0, причем m_0 может быть и положительным в случае разгона за счет преобладающих Архимедовых сил. Изоклины $\bar{x} = \frac{\rho_{12}}{\varepsilon} (1 - \bar{b}) - \frac{\rho_{12}}{\varepsilon} m F_r^2 \bar{V} - \alpha F_r^2 \bar{V}^2$ являются парабололами по скорости проникания струи в бассейн. А исследование данной функции на экстремум показывает максимум $\bar{x}(\bar{V})$, равный ранее найденному значению \bar{x}_* : $\bar{x} = \bar{x}_*$, $\bar{V}_* = -\frac{\rho_{12}}{2\varepsilon\alpha} m$. Отсюда видно, что максимальная глубина проникания струи в бассейн при $m < 0$ (убывание скорости по \bar{x}) будет такой же, как и при $m > 0$. В первом случае $\bar{V}_* > 0$ (движение вниз), а второй случай $\bar{V}_* < 0$ соответствует движению в обратном направлении. Результаты численного моделирования фазовых траекторий (отражают зависимость скорости от координат точек пространства, в данном случае – функции $\bar{v}(\bar{x})$) внедрения струи в бассейн представлены на рис.1, где $m_1 = (\frac{d\bar{V}}{d\bar{x}})_{\bar{x}=0} < 0$, $m_2 < 0$, $m_2 > m_1$, $m_3 = 0$, $m_4 > 0$, $m_4 = -m_2$, и т.д., \bar{x}^* - максимальное проникание струи в бассейн, x_0 - критическая точка, через которую проходят все изоклины, струя через нее идет до нулевой скорости.

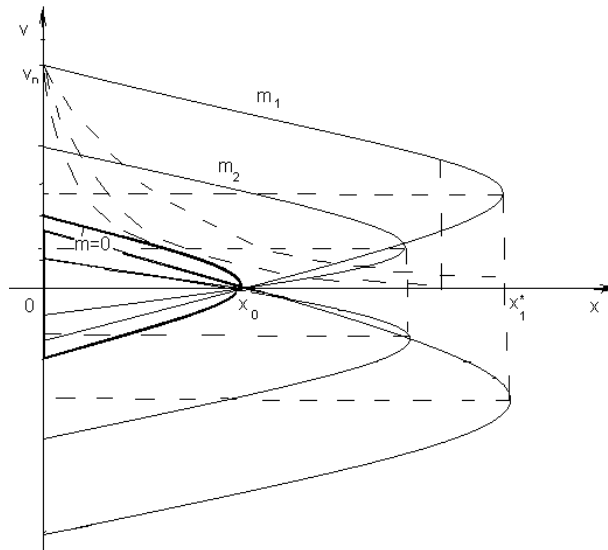


Рис. 1. Фазовый портрет струи, проникающей в бассейн охладителя

Особенность фазового портрета – симметричность траекторий относительно оси x для противоположных значений величины m . Осесимметричная траектория соответствует значению $m=0$. Пунктирными линиями показаны траектории движения струи для разных условий, когда по мере внедрения струи меняется значение градиента скорости струи. Интересно, что через фазовую траекторию $m=0$ ни одна из траекторий движения струи не проходит, независимо от того, с какого

значения m (начальный градиент скорости струи на входе в бассейн) она начинает внедрение в бассейн. Через точку \bar{x}_0 проходят все фазовые траектории системы. По представленным данным можно изучить все возможные варианты развития системы при изменении ее параметров.

5 Диспергирование струи и охлаждение образующихся капель

Свободные поверхности струи подвержены возмущениям, которые при нарастании вызывают развитие неустойчивости поверхности. В результате от струи отделяются капли, которые могут в свою очередь распадаться на более мелкие капли. При этом постепенно вся струя распадается на отдельные капли. Диспергирование струи на капли, их последующее охлаждение и застывание, а затем охлаждение застывших частиц – это отдельные сложные проблемы [1, 2, 6-8], выходящие за рамки статьи, в завершение которой кратко анализируется процесс остывания частицы, лимитирующий интенсивность охлаждения кориума. Численное решение трехмерной нестационарной задачи теплопроводности для частицы решалось в следующей постановке:

$$\rho_1 c \frac{dT_1}{dt} = \text{div}(k \cdot \text{grad}T_1) + q; \quad (14)$$

$$t = 0, \quad T_{10} = T_1^0 \cdot \exp(-x^2 - y^2); \quad x^2 + y^2 + z^2 = 1, \quad T_1 = T_{10}(x, y), \quad (15)$$

где k – коэффициент теплопроводности ядерного топлива, данные для расчета такие [13];
 $q = 108/(4/3 \cdot 3,14)$ – интенсивность внутренних тепловыделений в топливе (все единицы в системе СИ);
 $c = 2849$ – удельная теплоемкость;
 $\rho_1 = 8000$;
 T_1 – температура топлива.

Коэффициент теплопроводности – нелинейная функция температуры, представленная на рис.2. В начальный момент температура задана в виде экспоненциального распределения с убыванием от северного и южного полюсов к экватору. Краевая задача (14), (15) была приведена к безразмерному виду и решена численно методом конечных объемов для оценки динамики охлаждения частицы кориума с учетом внутренних тепловыделений за счет радиоактивности. Температура окружающей среды постоянна и равна температуре кипения охладителя. В качестве второго граничного условия в (15) рассматривается симметричность поля температуры в центре частицы. Программа компьютерного моделирования составлена в среде FLEX PDE. Результаты расчетов представлены в безразмерном виде на рис. 3-11.

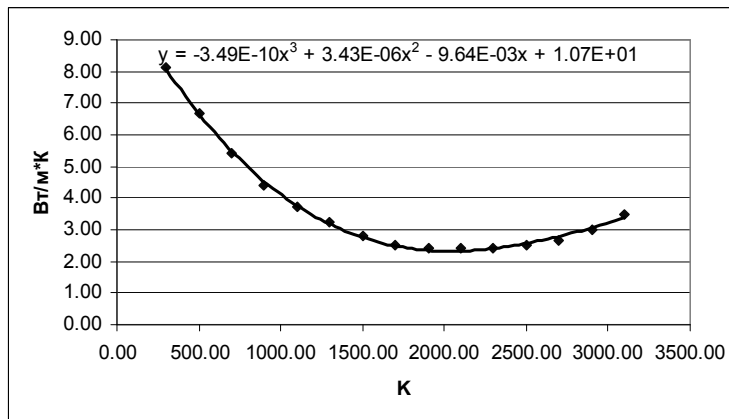


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплопроводности от температуры

Как видно из рис. 2, хотя зависимость коэффициента теплопроводности от температуры значительная, в диапазоне рассмотренных температур она мало влияет на результаты расчетов, что можно заметить из рис. 7, 11, соответствующих моментам времени 1.0 и 600. Эволюцию полей температуры на отрезке времени от 1 до 600 можно проследить по рис. 4-6 для момента времени $t = 1,0$ и по рис. 8-10 для момента $t = 600$. По полученным моделям можно провести детальные расчеты в каждом конкретном случае и выполнить оценку параметров системы пассивной защиты от тяжелых аварий.

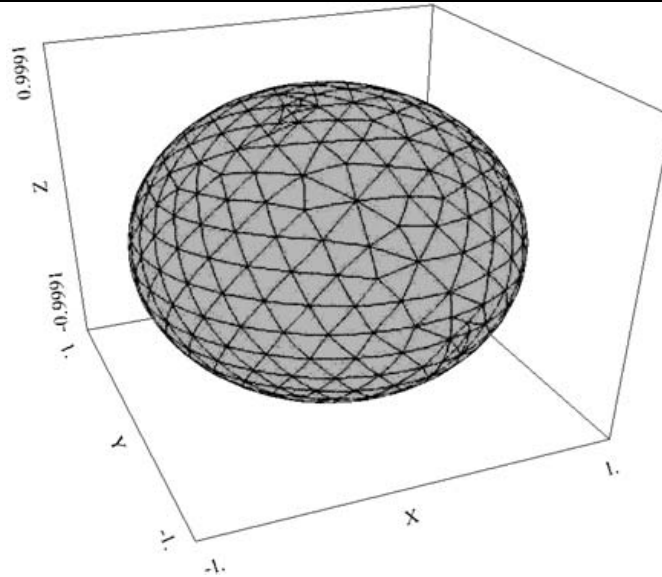


Рис. 3. Расчетная триангуляционная сетка для частицы топлива

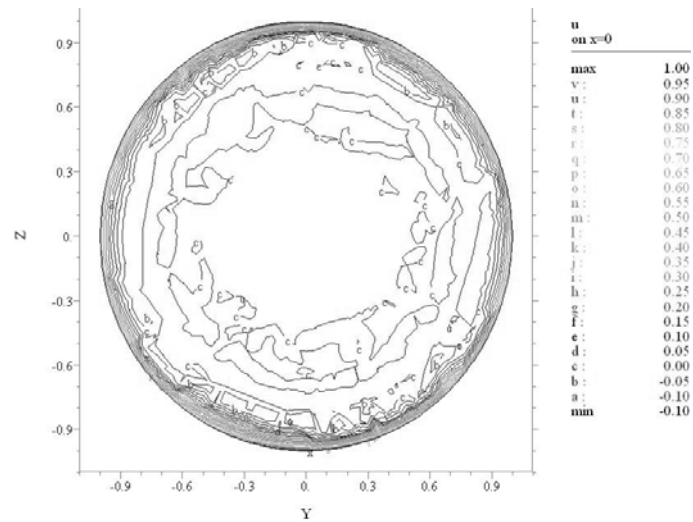


Рис. 4. Распределение температуры в плоскости yz частицы при $t = 1,0$, $x=0$

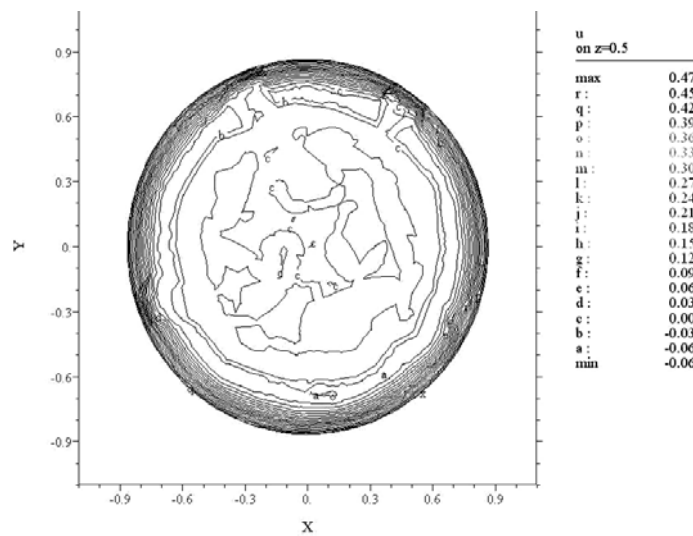


Рис. 5. Распределение температуры в плоскости xy частицы при $t = 1,0$, $z=0.5$

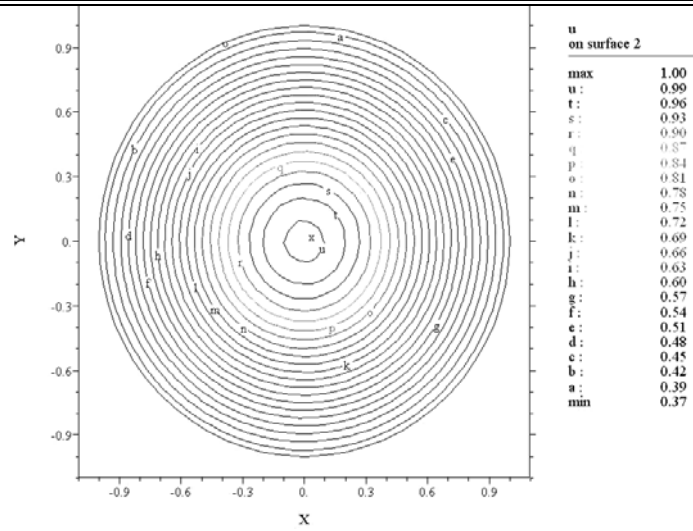


Рис. 6. Распределение температуры поверхности полусферы частицы, $t = 1,0$

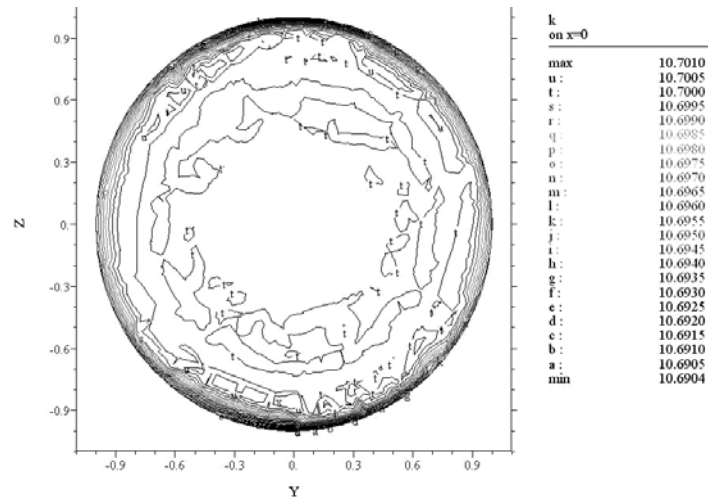


Рис. 7. Значения коэффициента теплопроводности в плоскости yz частицы при $t = 1,0$, $x=0$

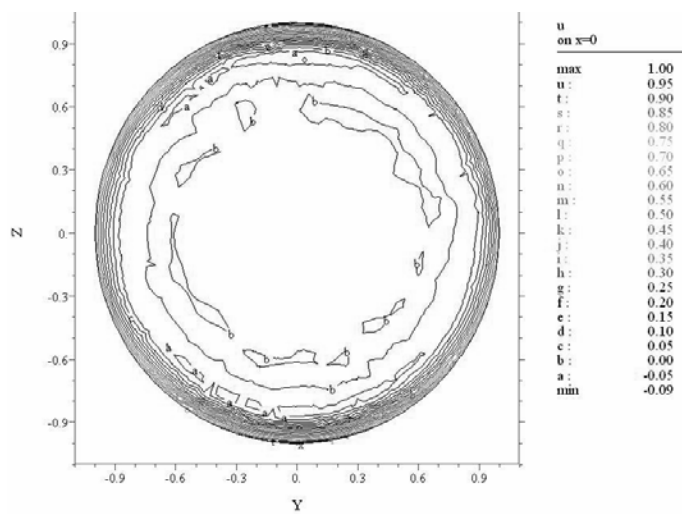


Рис. 8. Распределение температуры в плоскости yz частицы при $t = 600$, $x=0$

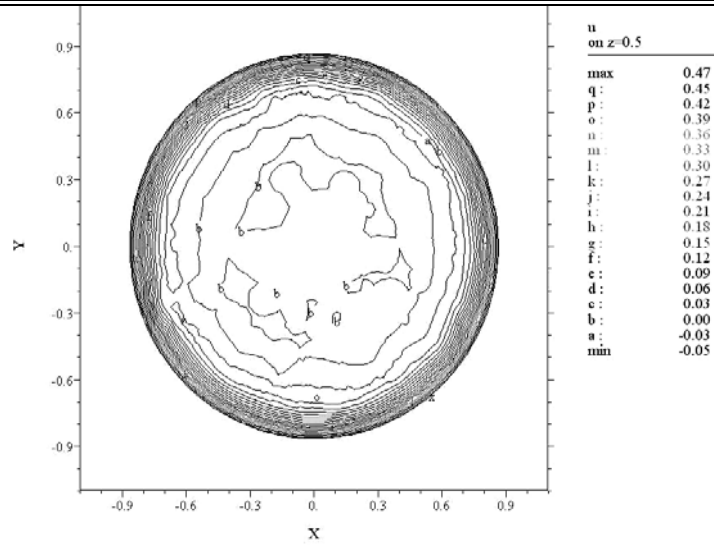


Рис. 9. Распределение температуры в плоскости xy частицы при $t = 600$, $z=0.5$

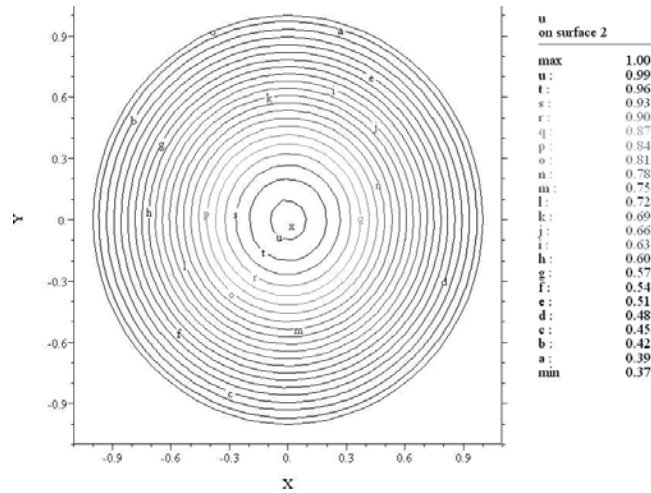


Рис. 10. Распределение температуры поверхности полусферы частицы, $t = 600$

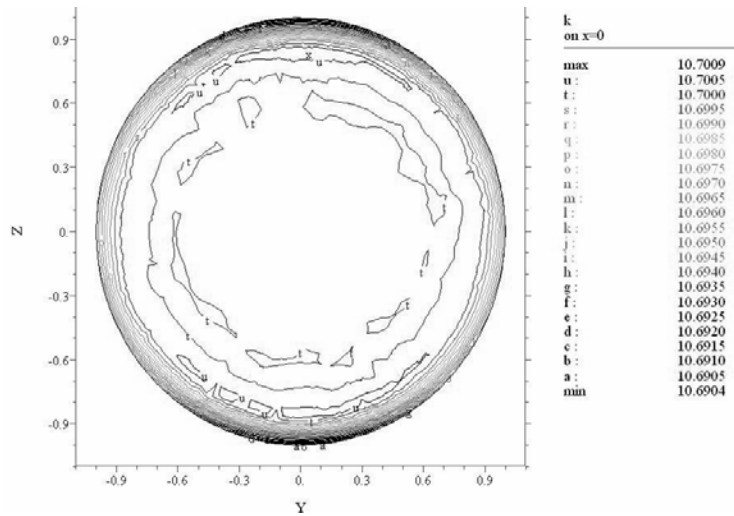


Рис. 11. Значения коэффициента теплопроводности в плоскости yz при $t = 600$, $x=0$

Выводы

Разработанные математические модели внедрения высокотемпературных струй расплава в бассейн испаряющегося охладителя, пригодные также для моделирования внедрения высокотемпературных тел цилиндрической формы, позволили установить основные закономерности таких систем. Полученные результаты представлены в виде размерных и безразмерных краевых задач и их решений для ряда предельных случаев, дающих понимание особенностей изучаемой системы и взаимовлияния разных параметров.

Последнее важно ввиду ограниченных возможностей проведения физических и тем более - натуральных испытаний для систем пассивной защиты от тяжелых аварий на АЭС. А в реальных ситуациях варьированность параметров высокая, поскольку, начиная с физических свойств расплава кориума, неопределенность исходных данных при моделировании тяжелых аварий неустранима и требует ситуационного моделирования для установления пределов возможного развития событий.

Обобщенная картина представленных расчетов фазового портрета исследуемой системы позволяет судить об общих закономерностях ее развития. Так, можно определить максимальную глубину проникания струи (тела) в бассейн и установить параметры, при которых это возможно. При этом очень важно не упустить ни одного случая максимально глубокого проникания струй в бассейн, поскольку это один из наиболее критических параметров системы пассивной защиты от тяжелых аварий рассмотренного вида. Имея представленный арсенал разработанных математических моделей внедрения высокотемпературных струй в бассейн испаряющегося охладителя, полученные решения и упрощенные формулы для ряда предельных случаев, легко представить картину поведения струи в бассейне и вычислить критические значения параметров для работы пассивной системы защиты от тяжелых аварий. Глубина проникания струи определяет требуемую глубину бассейна (расплав кориума не должен вступать в контакт с днищем бассейна), а размер образующихся капель и ширина области, занимаемой струей и каплями в бассейне, лимитирует процессы охлаждения капель и их последующего застывания и затвердевания.

Литература

1. Казачков И.В., Али Хасан Могаддам. Моделирование теплогидравлических процессов при тяжелых авариях на АЭС.- Монография.- Киев: НТУУ «КПИ».- 2008.- 172 с.
2. Казачков И.В. Современное состояние и некоторые проблемы моделирования тяжелых аварий на зарубежных АЭС// Ядерная и радиационная безопасность.- 2003.- №1.- С. 25-34.
3. Али Хасан Могаддам, Казачков И.В. Удержание кориума в контейнменте в тяжелых авариях на АЭС// Энергетика: економіка, технології, екологія.- Киев.- 2007.- №2.- С. 13-21.
4. Bonetto F. and R.T. Lahey Jr. An experimental study on air carry under due to a plunging liquid jet// Int. J. Multiphase flow.- 1993.- vol. 19.- no. 2.- P. 281-294.
5. Bin A.K. Gas entrainment by plunging liquid jets. Review article number 43// Chemical Engineering Science.- 1993.- Vol. 48.- No. 21.- P. 3585-3630.
6. Bui V.A. and Dinh T.N. A Study of Instabilities of Liquid (Melt) Jet in a Lighter Coolant Pool. Book of summaries/ EUROMECH Colloquium 355 on Interfacial Instabilities: Numerical Technique.- Ecole Polytechnique.- Paris, France, September 11-13.- 1996.
7. Kolev N.I. Verification of IVA5 computer code for melt-water interaction analysis/ Proc. NURETH-9.- 1999.- P. 90-99.
8. Park H.S., Kazachkov I.V., Sehgal B.R., Maruyama Y. and Sugimoto J. Analysis of Plunging Jet Penetration into Liquid Pool in Isothermal Conditions/ ICMF 2001: Fourth International Conference on Multiphase Flow, New Orleans, Louisiana, U.S.A., May 27 - June 1, 2001.- P. 65-69.
9. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели.- М.: Наука.- 1973.
10. Eichelberger R. J. Experimental test of the theory of penetration by metallic jets// J. Appl. Physics.- 1956.- V. 27.- 1.
11. Кинеловский С.А., Маевский К.К. Проникание кумулятивных струй в твердую преграду// Ж. Прикладной механики и технической физики.- 1989.- 2.
12. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости.- Пер. с англ.- М.: Мир.- 1973.- 778с.
13. Теплофизические свойства кориума: разработка оценочной базы данных применительно к тяжелым авариям/ В.Ф. Стрижов, Р.Г. Галимов и др.- М.: ИБРАЕ.- 2004.