

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОНИКАНИЯ СТРУЙ КОРИУМА В ПОДРЕАКТОРНЫЙ БАССЕЙН С ИСПАРЯЮЩИМ ОХЛАДИТЕЛЕМ**

© 2010 В. Х. Могоддам, И. В. Казачков

*Национальный технический университет Украины «КПИ», Киев*

Представлена разработанная математическая модель и даны результаты исследований на ее основе элемента системы пассивной защиты от тяжелых аварий на АЭС, имеющей подреакторный бассейн с водой для охлаждения расплава и частиц кориума. Этот элемент системы - внедрение высокотемпературной струи кориума в бассейн охладителя с учетом воздействия образующегося пара на проникающую струю. От успешного решения данной проблемы зависит эффективность и надежность пассивной системы защиты от тяжелых аварий. Поэтому полученные результаты могут быть полезными при разработке и расчете таких пассивных систем защиты АЭС.

*Ключевые слова:* тяжелая авария, струя, кориум, бассейн, проникание, модель.

**Актуальность проблемы**

Одна из пассивных систем защиты от тяжелых аварий на АЭС может рассматриваться как конструкция с бассейном воды в подреакторном пространстве [1 - 3]. Назначение бассейна в том, чтобы улавливать струи расплава кориума, разрушать их на капли для увеличения поверхности контакта с охладителем и в дальнейшем удерживать топливо в контролируемом состоянии, обеспечивая надежный теплообмен генерируемой радиоактивным топливом теплоты. Задача о проникании (внедрении) напорных струй и твердых тел в жидкость имеет также многочисленные применения в других областях современной науки и техники.

**Физическая модель внедрения струи с испарением охладителя в бассейне**

Предполагается, что высокотемпературная струя при ее внедрении в бассейн незначительно изменяет свой диаметр (не успевает, так как процесс внедрения струи происходит быстрее ее расширения). Вследствие потери скорости струи на преодоление сопротивления бассейна на самом деле струя будет изменять свой диаметр, но это влияние расширения струи можно учесть, применяя рассматриваемую модель на коротких участках с корректировкой скорости струи от участка к участку. А значительное расширение струи происходит резко в конце ее внедрения, при почти полной потере импульса. Точное соответствие такой модели будет иметь место для твердого тела (например, стержня постоянного диаметра). С учетом изложенного распространение струи в бассейне будет определяться силой тяжести (архимедова сила в данном случае), силой гидродинамического сопротивления бассейна и силой воздействия пара, движущегося навстречу струе. Интенсивное испарение жидкости

в бассейне при внедрении в нее высокотемпературной струи приводит к паровым потокам навстречу внедряющейся струе, поскольку за счет высокого давления пара и большой архимедовой силы, выталкивающей пар из бассейна, встречные струи пара могут обладать большой энергией. Причем особенностью внедрения высокотемпературных струй является также то, что интенсивное парообразование в бассейне начинается еще до контакта струи с бассейном вследствие радиационных тепловых потоков от струи к жидкости бассейна (теплообмен излучением очень высокий).

Тогда во многих случаях физическая картина явления сильно усложняется тем, что струя расплава фактически входит в бассейн в окружении встречной паровой струи. А значит, архимедовы силы в таком случае действуют на окружающую паровую струю. И лишь при прямом контакте струи с жидкостью архимедова сила, действующая на струю, определяется разностью плотностей струи и жидкости в бассейне. Следовательно, при внедрении высокотемпературной струи в бассейн вначале будет сложная картина внедрения струи, окруженной паром. Сжимаемый пар будет выходить из бассейна под действием давления пара и архимедовой силы. А струя расплава внедряется в бассейн против действия пара и опосредованно - через струи пара - против сопротивления жидкости в бассейне. Оставляя для дальнейших исследований детали описанного процесса, в упрощенной постановке будем рассматривать внедрение струи расплава с учетом действия давления пара.

Процесс внедрения струи в бассейн рассматривается в предположении, что струя (или тело) начинает внедряться в жидкость, имея начальную скорость  $V_0$ . Образование каверны на поверхности жидкости при ударе струи о поверхность жидкости в бассейне не рассматривается.

Полагается, что тело мгновенно сообщает поверхности жидкости бассейна скорость, равную скорости тела в момент касания им поверхности жидкости бассейна по всей поверхности соприкосновения входящей струи (тела) с жидкостью в бассейне. Снижение скорости струи при ударе о поверхность жидкости в бассейне оценивается по имеющимся в литературе данным. Силами трения боковой поверхности струи или тела о жидкость в первом приближении пренебрегаем, считая их малыми по сравнению с лобовым сопротивлением. При внедрении струи расплава, окруженной паром, силы трения действительно пренебрежительно малы. Внедряющиеся струи (тела) рассматриваются только осесимметричные, как и условия их внедрения в бассейн.

### Математическая модель внедрения струй расплава в охладителе

Далее на основе описанной физической модели разрабатывается математическая модель системы. Предполагается, что сопротивление жидкости внедряемому телу (струе) пропорционально гидродинамическому напору жидкости в головной части тела с коэффициентом, зависящим от формы тела и режима его движения [4, 5]. В простейшем случае цилиндр имеет сопротивление  $0,5\rho_2V_1S_1$ , где  $\rho$ ,  $V$ ,  $S$  - плотность, скорость тела, площадь сечения соответственно. Индексы 1 и 2 - для струи и жидкости соответственно. До полного внедрения рассматриваемого тела в жидкость погруженная часть имеет вес за вычетом веса жидкости в объеме погруженной части тела. После полного внедрения тела гравитационная сила не меняется по глубине. Далее тело продолжает внедрение за счет инерционных сил, действующих против силы лобового сопротивления жидкости, которая изменяется по мере изменения скорости внедряемого тела, и силы давления образующегося пара. Гравитационная сила определяется разностью плотностей жидкости и струи, увеличиваясь по мере внедрения до момента полного погружения тела.

При внедрении тел высокой температуры возможен также паровой взрыв. Поэтому предпринята попытка оценить влияние давления образующегося пара на процесс внедрения горячего тела. Поскольку образующийся пар движется вдоль поверхности тела вверх по паровому слою вокруг тела, процесс движения усложняется и применяемая оценка является приближенной в количественном соотношении, однако позволяет провести качественный анализ явления и поэтому представляется интересной. Вначале для простоты рассматривается внедрение тела цилинд-

рической формы. Движение происходит вертикально, сверху вниз или снизу вверх (возможные физические реализации последнего варианта здесь не обсуждаются). Скорость движения струи (тела) равна  $V_1 = dx/dt$ , где  $x$  - координата, отсчитываемая от поверхности вглубь бассейна,  $x = 0$  - уравнение поверхности бассейна (рис. 1). Радиус цилиндрической струи равен  $a$ , длина -  $h$ , начальная скорость струи до касания с поверхностью бассейна -  $V_0$ .

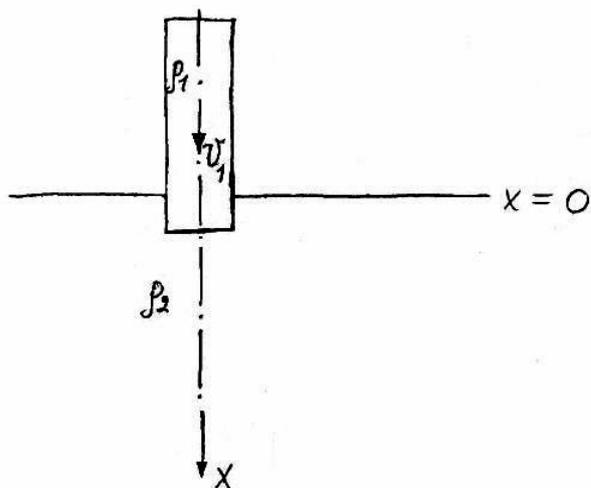


Рис. 1. Расчетная схема внедрения струи в бассейн.

Для разработки математической модели описанной системы уравнение движения струи можно записать в виде

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

где множитель  $S_1 = \pi a^2$  опущен. Здесь  $g$  - ускорение силы тяжести;  $h$  - длина цилиндра;  $\rho$  - плотность пара;  $T_1$  - температура пара;  $R$  - универсальная газовая постоянная;  $\alpha$  - коэффициент лобового сопротивления (зависит от формы тела и режима обтекания, для простых оценок можно положить  $\alpha = 0,5$ );  $\beta$  - эмпирическая константа, подлежащая определению из эксперимента ( $\max \beta = 1$ ). Здесь предполагается для простоты, что пар имеет температуру контактирующего с ним тела. Если тело движется вниз,  $g$  - положительная величина, если вверх - отрицательная. Для простоты оценка влияния парового взрыва в головной части тела производится по уравнению состояния идеального газа и полагается, что температура тела за время его внедрения в бассейн не успевает измениться значительно ( $T_1 = \text{const}$ ), либо она известна:  $T_1(x)$ . При отсутствии влияния парообразования  $\beta = 0$ .

Уравнение (1) выражает условие сохранения количества движения. Слева в этом уравнении

стоит инерционная сила, справа - архимедова сила, сила сопротивления жидкости бассейна внедряющейся в бассейн струе и сила давления, создаваемого паром испаряющейся в бассейне жидкости. С учетом изложенного, используя выражение  $V_1 = dx/dt$ , поделив на  $\rho_1$ , можно переписать уравнение (1) в виде

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

где  $\rho_{21} = \rho_2/\rho_1$  - отношение плотностей жидкости и струи (или другого внедряющегося в бассейн тела);  $b = \beta RT_1 \rho/\rho_1$  - некоторая константа или известная функция температуры. Предпоследний член в формуле (2) является константой  $gh(\rho_{21}-1)$  при  $x \geq h$  (полное погружение тела). Если удар струи (или тела) о поверхность жидкости незначителен (плавный вход тела в жидкость), скорость тела в начальный момент касания поверхности меняется незначительно и 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 уравнения (2), ускорение тела равно  $a_1 = \frac{d^2x}{dt^2} = g(1 - \rho_{21} \frac{x}{h}) - \frac{b}{h} - \rho_{21} \frac{\alpha}{h} V_0^2$ , откуда следует, что ускорение всегда отрицательное, если  $x > \rho_{12}h$  ( $\rho_{12} = \rho_1/\rho_2$ ). Второй член в правой части характеризует отношение силы давления пара к весу внедряемого тела. Ускорение в начальный момент внедрения тела в жидкость равно  $a_1 = a_0 = g - \frac{b}{h} - \rho_{21} \frac{\alpha}{h} V_0^2$ , откуда следует, что скорость тела убывает, за исключением случая, когда

$$\rho_{21} V_0^2 < \frac{gh - b}{\alpha}. \quad (4)$$

Как видно из условия (4), в начале процесса внедрения тела в жидкость скорость тела может возрастать, если отношение плотности жидкости и тела достаточно мало или скорость тела низкая (гравитационное внедрение). Однако это возможно лишь в отсутствие парового взрыва или очень малого давления пара, когда  $gh > b$ . В общем случае тело может разогнаться за счет гравитационных сил при условии

$$x < \rho_{12} \left(p - \frac{b}{g}\right) - \frac{\alpha}{g} V_1^2, \quad V_1^2 < \rho_{12} \frac{hg - b}{\alpha}. \quad (5)$$

Так, если паровой взрыв отсутствует, то при свободном падении стержня с высоты, равной его длине,  $V_1^2 = 2gh$  и из формул (5) при  $\alpha = 1$  получается:  $x < h(\rho_{12} - 1)$ ,  $\rho_{12} > 1$ , что при  $\rho_{12} = 2$  дает  $x < h$ , а при  $\rho_{12} = 11$  соответственно  $x < 10h$ . Если начальная скорость равна нулю, тело разгоняется на начальном участке  $x < \rho_{12}h$ , длина которого определяется отношением плотностей  $x/h < \rho_{12}$ .

При наличии парового взрыва возможны различные ситуации: если  $gh > b$ , скорость внедряющегося тела может нарастать, как рассмотрено выше, а при  $gh \leq b$  - всегда убывает. Причем в случае малой начальной скорости внедряющегося тела влияние парообразования может быть более сильным, чем гравитационных сил, или даже определяющим в случае очень высоких температур внедряющегося тела. При высокой скорости тела гравитационные силы мало влияют на процесс внедрения, а паровой взрыв может препятствовать внедрению в бассейн более сильно, чем сопротивление жидкости. Высокоскоростное проникание тел в жидкость определяется, главным образом, инерционными силами и сопротивлением среды, определение которого, вообще говоря, представляет значительные трудности [5 - 9].

#### Анализ и обоснование математической модели

Следует различать случаи плавного и ударного вхождения тел в жидкость. При большой скорости тела и большой плотности жидкости в момент касания головной части тела поверхности жидкости происходит удар. Ускорения границ жидкости имеют большую величину в течение очень короткого промежутка времени, поэтому можно рассмотреть предельный случай импульсного (ударного) изменения. Массовые силы большой величины непосредственно на жидкость не действуют, однако мгновенное изменение в движении границ будет создавать бесконечно большие градиенты давления, которые порождают мгновенное изменение скорости жидкости.

Ни скорость границы, ни скорость жидкости не становятся большими во время такого изменения, поэтому члены в уравнении движения жидкости, содержащие скорости или их градиенты по координатам, пренебрежимо малы по сравнению с локальной производной скорости по времени. Согласно Дж. Бэтчелору [8], импульс силы, действующей на осесимметричное тело с плоской носовой частью после прямого удара о поверхность жидкости, равен  $(4/3)\rho_2 a^3 V_0$ . Пренебрегая вязкой диссипацией, можно получить оценку начальной скорости проникания тела,

пользуясь уравнением сохранения импульса

$$\rho_1 \pi a^2 h V_0 = \rho_1 \pi a^2 h V_n + \frac{4}{3} \rho_2 a^3 V_0, \quad (6)$$

где  $V_n$  - скорость проникания тела в жидкость (начальная скорость внедрения струи в бассейн). Из уравнения (6) получается

$$V_n = \left(1 - \frac{4a}{3\pi h} \rho_{21}\right) V_0. \quad (7)$$

Как видно из уравнения (7), скорость проникания, отнесенная к начальной скорости, зависит только от относительных размеров струи и отношения плотностей жидкостей бассейна и струи. Очевидно, тонкие тела проникают без удара, даже если жидкость более плотная, чем тело. И в случае малой плотности жидкости в бассейне (газ, например) любые тела проникают в бассейн без удара. Но если тело не тонкое и жидкость достаточно плотная, потери скорости тела при вхождении в жидкость могут быть значительными. Так, из уравнения (7) следует, что при

$$\frac{a}{h} = \frac{3\pi}{4} \rho_{12} \approx 2,355 \rho_{12} \quad (8)$$

вся скорость тела теряется во время удара, а при  $a > 2,355 \rho_{12} h$  скорость проникания в жидкость становится отрицательной, т.е. тело отскакивает от поверхности жидкости вверх (как, например, бросая плоские камешки под малым углом к поверхности, получают их скачки по поверхности воды).

Анализ проникания тел в жидкость требует во многих случаях также учета коэффициентов присоединенных масс [5 - 8], что можно сделать введением в первый член уравнений (1), (2) дополнительной присоединенной массы, которая в случае удлиненного цилиндрического тела составляет более 0,2 от массы жидкости в объеме движущегося тела. Для шара, соответственно, 0,5, для пластины 1, что может быть существенным при малой разнице в плотностях. Поскольку во многих случаях  $\rho_{12} \ll 1$  (сталь - вода, например, дает  $\rho_{12} \approx 1/7,8$ ), то для тонких (удлиненных) тел коэффициенты присоединенных масс можно не учитывать. В некоторых случаях необходимо также учитывать влияние подсоса воздуха при внедрении струи в бассейн.

### Постановка задачи Коши для нелинейного дифференциального уравнения

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

$$t = 0, \quad x = 0, \quad \frac{dx}{dt} = V_n, \quad (9)$$

где  $V_n$  задается по формуле (7) при наличии удара (затупленное тело, внедряющееся в плотную жидкость при больших скоростях) или  $V_n = V_0$  (тонкое тело или затупленное, но движущееся сравнительно медленно или в среде малой плотности, когда тело входит в жидкость плавно). Уравнение (2) удобно представить в виде

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \alpha A \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + gAx + C = 0, \quad (10)$$

где  $A = \rho_{12}/h$ ,  $C = b/h - g$ , при  $x \geq h$  будет  $Ax = \rho_{12} = \text{const}$ . Поскольку в уравнении (10) явная зависимость от переменной  $t$  отсутствует, то при  $x \geq h$  оно приобретает вид

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \alpha A \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + g\rho_{12} + C = 0. \quad (11)$$

Полученное нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка (11) имеет аналитическое решение. Уравнение представлено в размерной форме.

Во многих случаях безразмерная форма уравнений предпочтительна. Поэтому далее задачу Коши (9), (10) представим в безразмерном виде, отнеся скорость к  $V_0$ , расстояние - к радиусу струи  $a$ , время - к величине  $a/V_0$ . Тогда

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

$$\bar{x} \leq 1/\varepsilon; \quad (12)$$

$$\bar{t} = 0, \quad \bar{x} = 0, \quad \bar{v} = \bar{v}_n, \quad (13)$$

где последний член во втором уравнении (12) при  $\bar{x} > 1/\varepsilon$  равен  $(\rho_{21} - 1)/\text{Fr}^2$ ,  $\text{Fr}^2 = V_0^2 / (ga)$  - число Фруда;  $\varepsilon = a/h$  - отношение радиуса цилиндра к его длине;  $\bar{b} = n/V_0^2$  - отношение потенциальной энергии образующегося пара к кинетической энергии струи,  $\bar{v}_n = 1$  или  $\bar{v}_n = 1 - 4\varepsilon \rho_{21} / (3\pi)$  (удар струи о свободную поверхность жидкости в начальный момент внедрения в бассейн). Черточками обозначены безразмерные величины. Уравнение второго порядка (10) записано в виде системы двух уравнений первого порядка (12). Начальные условия (13) выражают, что на поверхности бассейна в на-

чальный момент скорость струи имеет заданную величину, равную скорости струи на подходе к бассейну за вычетом потери скорости на удар струи о поверхность бассейна.

Полученная безразмерная математическая модель (12), (13) допускает упрощенные аналитические решения и легко реализуется на ЭВМ для ситуационного моделирования. Она позволяет найти основные закономерности проникания струи расплава в бассейн в зависимости от отношения плотностей жидкостей струи и бассейна, температуры расплава, числа Фруда, выражающего отношение инерционных сил к гравитационным силам, и других параметров. Зависимость глубины проникания струи в бассейн и скорости проникания как функции времени позволяют принять решение о необходимых размерах бассейна в системе пассивной защиты от тяжелых аварий, при которых струя будет удерживаться внутри него.

**Методика решения поставленной задачи Коши**

При  $x \geq h$  дифференциальное уравнение (11) может быть проинтегрировано введением новой переменной  $y = dx/dt$ . Решения имеют вид

$$\frac{dx}{dt} = \gamma_1 t g \left[ \gamma_1 \left( c_1 - \frac{\alpha \rho_{21}}{h} t \right) \right], \text{ при } \rho_{21} > 1 - \frac{b}{gh}; \quad (14)$$

$$\frac{dx}{dt} = -\gamma_2 c t h \left[ \gamma_2 \left( c_2 - \frac{\alpha \rho_{21}}{h} t \right) \right], \text{ при } \rho_{21} < 1 - \frac{b}{gh}, \quad \frac{dx}{dt} > \gamma_2; \quad (15)$$

$$\frac{dx}{dt} = -\gamma_2 t h \left[ \gamma_2 \left( c_3 + \frac{\alpha \rho_{21}}{h} t \right) \right], \text{ при } \rho_{21} < 1 - \frac{b}{gh}, \quad \frac{dx}{dt} < \gamma_2. \quad (16)$$

Здесь  $\gamma_1^2 > 0, \gamma_2^2 > 0, c_1, c_2, c_3$  - константы, определяемые из решения при  $x \leq h$

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{gh(\rho_{21}-1)+b}{\alpha\rho_{21}}}, \gamma_2 = \sqrt{\frac{gh(1-\rho_{21})-b}{\alpha\rho_{21}}}, \gamma_2^2 = -\gamma_1^2,$$

где  $cthz = \frac{e^{2z} + 1}{e^{2z} - 1}, thz = 1/cthz$ . Выражения (14) - (16) представляют предельный случай общего решения уравнения (11) при  $x > h$ . Поскольку константы интегрирования можно определить

лишь из сопряжения с решением для  $x \leq h$ , данные соотношения дают лишь возможность качественного анализа решения задачи на участке  $x \geq h$  и могут послужить для установления адекватности построенной математической модели и, в частности, полученного уравнения (11). Анализ предельных случаев этих выражений показывает следующее поведение функции  $dx/dt$  на бесконечности ( $t = \infty$ ): при  $\rho_{21} > 1 - b/(gh), \lim_{t \rightarrow \infty} dx/dt$

не существует, функция периодическая, при  $\rho_{21} < 1 - b/(gh), \lim_{t \rightarrow \infty} dx/dt = \gamma_2 > 0$ , когда

$$\frac{dx}{dt} > \sqrt{\frac{gh(1-\rho_{21})-b}{\alpha\rho_{21}}}, \quad \forall x > h. \text{ И получается}$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{dx}{dt} = -\gamma_2 < 0 \text{ в случае, если } \frac{dx}{dt} < \sqrt{\frac{gh(1-\rho_{21})-b}{\alpha\rho_{21}}},$$

$\forall x > h$ .

Отсюда видно, что в случае достаточно плотной жидкости, а также при скорости ниже критической струя проникает на определенную глубину. А при достаточно высокой скорости на большом расстоянии от поверхности бассейна, в случае, когда плотность жидкости ниже критической величины, тело движется с постоянной скоростью  $\gamma_2$  до бесконечности. Для более подробного анализа закономерностей внедрения тела в жидкость проинтегрируем полученные дифференциальные уравнения первого порядка (14) - (16). В результате получим выражения для глубины внедрения струи

$$x = \frac{h}{\alpha\rho_{21}} \ln \left| \cos \left[ \gamma_1 \left( c_1 - \frac{\alpha\rho_{21}}{h} t \right) \right] \right| + d_1, \quad \rho_{21} > 1 - \frac{b}{gh}; \quad (17)$$

$$x = \frac{h}{\alpha\rho_{21}} \ln \left| \exp \left[ \gamma_2 \left( c_2 - \frac{\alpha\rho_{21}}{h} t \right) \right] - \exp \left[ \gamma_2 \left( \frac{\alpha\rho_{21}}{h} t - c_2 \right) \right] \right| + d_2, \quad \rho_{21} < 1 - \frac{b}{gh}, \quad \frac{dx}{dt} > \gamma_2; \quad (18)$$

$$x = -\frac{h}{\alpha\rho_{21}} \ln \left| \exp \left[ \gamma_2 \left( c_3 + \frac{\alpha\rho_{21}}{h} t \right) \right] + \exp \left[ -\gamma_2 \left( \frac{\alpha\rho_{21}}{h} t + c_3 \right) \right] \right| + d_3, \quad \rho_{21} < 1 - \frac{b}{gh}, \quad \frac{dx}{dt} < \gamma_2, \quad (19)$$

где  $d_1, d_2, d_3$  - константы интегрирования, подлежащие определению из сопряжения каждого из

полученных частных решений (17) - (19) с общим решением уравнения (11) или из эксперимента (аналогично - с константами интегрирования  $c_1, c_2, c_3$ ). При наличии парового взрыва глубина проникания струи (тела) и скорость движения снижаются, причем в случае высокотемпературной струи (расплав ядерного топлива) эффект может быть настолько значительным, что полностью определит весь процесс. По мнению ряда авторитетных ученых, имеется даже возможность такого парового взрыва, при котором расплав выбрасывается паром из бассейна в окружающее пространство.

Система дифуравнений (12) имеет особую точку  $\bar{x}_0 = (1 - \bar{b})\rho_{12} / \varepsilon, \bar{v}_0 = 0$ , что в отсутствие парового взрыва дает  $\bar{x}_0 = \rho_{12} / \varepsilon, \bar{v}_0 = 0$ . 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 жидкости (глубина проникания тела увеличивается) с уменьшением относительной толщины тела и отношения плотностей жидкости и тела.

Разделив второе уравнение системы (12) на первое, получим уравнение фазовых траекторий рассматриваемой системы с граничными условиями

$$\frac{d\bar{v}}{d\bar{x}} = -\frac{\varepsilon\alpha\rho_{21}Fr^2\bar{v}^2 + \varepsilon\rho_{21}\bar{x} + \bar{b} - 1}{Fr^2\bar{v}},$$

$$\bar{x} = 0, \quad \bar{v} = \bar{v}_n. \quad (20)$$

Уравнение первого порядка (20) каждой точке  $(\bar{x}, \bar{v})$  ставит в соответствие наклон проходящей через нее кривой  $d\bar{v}/d\bar{x}$ . Получающееся поле направлений 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 по направлению движения струи или твердого тела). С учетом изложенного получается:  $\varepsilon\alpha\rho_{21}Fr^2\bar{v}^2 + mFr^2\bar{v} +$

$+ \bar{b} + \varepsilon\rho_{21}\bar{x} - 1 = 0$ , откуда

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

Следуя уравнению (21), можно определить условие действительности скорости проникания струи или тела ( $real$ ), которое определяет максимально возможную глубину проникновения струи в бассейн при разных параметрах. При  $m = 0$  будет  $\bar{x}^* = \bar{x}_0$ . Возможны следующие ситуации:

$\rho_{21} \geq 1 - \bar{b}$ , особая точка входит в область определения,  $\bar{x}_0 < 1/\varepsilon$ , при этом тело может достичь максимально возможной глубины ( $\bar{x}^* \leq 1/\varepsilon$ ) или продолжать движение согласно (17) - (19), если  $\bar{x}^* > 1/\varepsilon$ ;

$\rho_{21} < 1 - \bar{b}$ , особая точка не входит в область определения ( $\bar{x}_0 > 1/\varepsilon$ , а  $\bar{x}^* > 1/\varepsilon$  - тем более), поэтому тело движется до точки  $\bar{x} = 1/\varepsilon$  без особенностей и продолжает движение после  $\bar{x} = 1/\varepsilon$  согласно (17) - (19).

В особой точке  $\bar{x} = \bar{x}_0$  скорость равна нулю и струя останавливается. После этого более плотная струя, чем жидкость в бассейне, может продолжить движение за счет гравитационных сил вниз, или - в случае более плотной жидкости в бассейне - вверх. Однако струя в таком случае просто распределится по бассейну и прекратит свое существование. В случае наличия парового взрыва участок погружения струи может быть коротким.

Для численного решения краевой задачи (20) и вычислительного эксперимента на ЭВМ построим вначале изоклины, учитывая, что параметр  $m$  изменяется от значения  $m_0$  в начале процесса внедрения струи в бассейн до 0, причем  $m_0$  может быть и положительным, как обсуждалось ранее (разгон за счет значительных архимедовых сил или парового взрыва). Очевидно, что изоклины являются параболами по скорости проникания струи в бассейн:

$$\bar{x} = \frac{\rho_{12}}{\varepsilon}(1 - \bar{b}) - \frac{\rho_{12}}{\varepsilon}mFr^2\bar{v} - \alpha Fr^2\bar{v}^2. \quad (22)$$

Причем максимум функции (22) равен ранее



- thermal Conditions // ICMF-2001: Fourth International Conference on Multiphase Flow (New Orleans, Louisiana, U.S.A., May 27 - June 1, 2001). - P. 65 - 69.
5. *Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.* Проблемы гидродинамики и их математические модели. - М.: Наука. - 1973.
  6. *Eichelberger R.J.* Experimental test of the theory of penetration by metallic jets // J. Appl. Physics. - 1956. - Vol. 27. - P. 1.
  7. *Кинеловский С.А., Маевский К.К.* Проникание кумулятивных струй в твердую преграду // Журнал прикладной механики и технической физики. - 1989. - №. 2.- С. 150 - 156.
  8. *Бэтчелор Дж.* Введение в динамику жидкости / Пер. с англ. - М.: Мир, 1973. - 778 с.
  9. *Bui V.A., Dinh T.N., Sehgal B.R.* Numerical Simulation of Surface Instability Phenomena Associated with Fuel-Coolant Interaction // Proc. 8<sup>th</sup> Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NuReTH-8) (Kyoto, Japan, September 1997).

### МОДЕЛЮВАННЯ ПРОНИКНЕННЯ СТРУМЕНІВ КОРІУМУ ДО ПІДРЕАКТОРНОГО БАСЕЙНУ З ВИПАРОВУЮЧИМ ОХОЛОДЖУВАЧЕМ

**В. Х. Могоддам, І. В. Казачков**

Представлено розроблену математичну модель та наведено результати досліджень на її основі елемента системи пасивного захисту від тяжких аварій на АЕС, яка має підреакторний басейн з водою для охолодження розплаву та частинок коріуму. Цей елемент системи є проникнення високотемпературного струменя коріуму до басейну охолоджувача з урахуванням дії пари, що утворюється, на рух струменя розплаву. Від успішного рішення даної проблеми залежить ефективність і надійність пасивної системи захисту від тяжких аварій. Тому одержані результати можуть бути корисними при розробці та розрахунку таких пасивних систем захисту АЕС.

*Ключові слова:* тяжка аварія, струмінь, коріум, басейн, проникнення, модель.

### MODELING OF THE CORIUM JET PENETRATION INTO THE POOL OF VOLATILE COOLANT UNDER REACTOR VESSEL

**V. H. Moghaddam, I. V. Kazachkov**

Developed mathematical model and some results of its application to the element of the passive protection system against severe accidents at NPP with water pool under reactor vessel for corium melt and particles' cooling are presented. This element of a system is penetration behavior of the high-temperature corium jet into volatile coolant pool, with account of the vapor produced on a melt jet penetration. Success of the problem solution determines an effectiveness and durability of the passive protection system against severe accidents. Therefore, the obtained results may be useful for the development and calculation of such passive protection systems at the NPP.

*Keywords:* severe accident, jet, corium, pool, penetration, model.

Поступила в редакцію 24.02.10,  
после доработки - 09.07.10.