

РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НЕРАВНОВЕСНОГО ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА ДЛЯ АНАЛИЗА БЕЗОПАСНОСТИ АЭС

В.В. Худаско*, А.А. Казанцев*, В.А. Левченко*, В.В. Сергеев**

**ЭНИМЦ «МОДЕЛИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ», г. Обнинск*

***ГНЦ-РФ Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск*



Для расчета процессов в ЯЭУ в тренажерах необходимо иметь модели, которые позволяют рассчитывать нестационарные теплогидравлические процессы в ЯЭУ в реальном времени. В данной работе применительно к тренажерным моделям при условиях кипения рассматриваются вопросы получения замыкающих коэффициентов для нестационарных теплогидравлических уравнений. Одномерные уравнения, описывающие эти процессы, получены с учетом неравновесности параметров и пространственной неоднородности физических процессов.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время созданы комплексы программ (RELAP5, TRAC, ТРАП-97, КОРСАР и др.), называемые также расчетными кодами улучшенной оценки, которые позволяют рассчитывать нестационарные теплогидравлические процессы в ЯЭУ для номинальных и аварийных условий. На сегодняшний день уровень развития знаний и численных методов определяет следующие общие недостатки этих комплексов:

- невозможность расчета даже одного реакторного отделения в реальном времени;
- равенство единице коэффициентов усреднения для одномерных уравнений вследствие пренебрежения пространственными распределениями физических параметров;
- недостаточно точный расчет коэффициента скольжения пара;
- неточное описание структуры потока;
- грубая карта режимов течения, в частности, в карте режимов не учитывается влияние длины канала на изменение режима течения; не всегда учитываются существование зон перехода от одного режима к другому и т.п.

В данной работе рассматриваются вопросы расчета нестационарных теплогидравлических параметров при кипении и получение замыкающих коэффициентов для тренажерных моделей этих процессов. Существующие в настоящее время модели, как правило, одномерные [1,2] и не учитывают удовлетворительно изменение локальных характеристик кипения от параметров потока и греющей стенки. Важными локальными характеристиками являются распределение размеров пузырей при кипении, зависимость отрывных диаметров от температур поверхности и жидкости, а также изменение размеров пузырьков в потоке в нестационарных процессах. Двумерные модели [3,4] также недостаточно учитывают эти эффекты. Из них нельзя получить корректные одномерные нестационарные уравнения фи-

зических процессов для моделирования в режиме реального времени на тренажерах.

УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

В настоящей работе используются нестационарные многомерные уравнения двухфазных потоков [5]. Они получены из фундаментальных законов сохранения массы, энергии и импульса.

Из нестационарных многомерных уравнений двухфазных потоков (например, [5]) путем формального интегрирования по времени и сечению канала можно получить следующую одномерную систему уравнений [3]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\hat{\epsilon}_{1g} \Phi_g \rho_g S)}{\partial \tau} + \frac{\partial (\hat{\epsilon}_{2g} \Phi_g \rho_g u_g S)}{\partial z} = j_g S; \\ & \frac{\partial (\kappa_{2k} \Phi_k \rho_k u_k S)}{\partial \tau} + \frac{\partial (\kappa_{3k} \Phi_k \rho_k u_k^2 S)}{\partial z} + \Phi_k \frac{\partial}{\partial z} p S = \\ & = j_k u_{ik} S + \kappa_{4k} \Phi_k \rho_k \bar{g} S + F_{wk} S + F_{ik} S; \\ & \frac{\partial (\kappa_{5k} \Phi_k \rho_k h_k S)}{\partial \tau} + \frac{\partial (\kappa_{6k} \Phi_k \rho_k u_k h_k S)}{\partial z} = \\ & = \Phi_k \frac{\partial}{\partial \tau} p S + j_k h_{ik} S + \kappa_{2k} \Phi_k \rho_k u_k \bar{g} S + F_{wk} u_k S + F_{ik} u_{ik} S + q_{ik} S + q_{iw} S. \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ , u , p , h , Φ - соответственно плотность, скорость, давление, удельная энтальпия и объемное содержание фазы; τ - временная координата; x_i - пространственные координаты; κ_{1k} , κ_{2k} , κ_{3k} , κ_{4k} , κ_{5k} , κ_{6k} - коэффициенты корреляции, определяемые полями плотности, скорости, давления, энтальпии, объемных влаго- и паросодержаний. Эти распределения можно получить из экспериментальных измерений или из расчетов по теоретическим моделям.

В данной работе рассматривается теоретическая модель турбулентного потока при течении в трубе при наличии или отсутствии теплового потока на стенке.

ФИЗИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ДВУМЕРНОЙ ЗАДАЧИ В ТРУБЕ

Рассмотрим турбулентное установившееся течение неравновесного двухфазного потока в вертикальной трубе. Известны длина трубы L , расход G и давление $p = p_{вх}$. При $0 \leq z \leq L$ плотность теплового потока равна q_w . Необходимо рассчитать локальные параметры двухфазного потока по длине и сечению трубы. На основании двумерного расчета можно получить распределения параметров потока по сечению и окончательно, искомые коэффициенты для системы одномерных уравнений, использующихся для учета пространственных эффектов в расчетной системе (1) уравнений тренажера.

Задачу будем рассматривать в приближении пограничного слоя, т.е. пренебрегаем вторыми производными по длине. Рассмотрим уравнения неразрывности, импульса и энергии из [5]. Проведя осреднение во времени, получим в уравнении неразрывности дополнительный пульсационный момент второго порядка

$\overline{\rho_k \Phi_g u_g^r}$. Для газа пульсациями плотности газа пренебрежем, а осредненные и пульсационные значения для скорости и паросодержания аппроксимируем, по аналогии с гипотезой Буссинеска, также градиентной гипотезой:

$$-\rho_g \overline{\varphi_g' u_g'^r} = \rho_g D_g \frac{\partial \varphi_g}{\partial r}, \quad (2)$$

где D_g – коэффициент диффузии паросодержания φ_g .

Подставив значение $\overline{\rho_g \varphi_g' u_g'^r}$ в уравнение неразрывности для стационарного течения, получим

$$\frac{\partial(\varphi_g \rho_g u_g^z)}{\partial z} + \frac{\partial(\varphi_g \rho_g u_g^r)}{\partial r} = j_g + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \rho_g D_g \frac{\partial \varphi_g}{\partial r}. \quad (3)$$

Аналогично поступим с другими уравнениями сохранения. Тогда уравнение неразрывности для жидкости можно представить так:

$$\frac{\partial(\varphi_l \rho_l u_l^z)}{\partial z} + \frac{\partial(\varphi_l \rho_l u_l^r)}{\partial r} = -j_g + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \rho_l D_l \frac{\partial \varphi_l}{\partial r}. \quad (4)$$

Предположим, что паровая фаза находится в состоянии насыщения. Предполагаем малую величину членов, обусловленных действием внешних сил, вязкости, кинетической энергии и слабой зависимости теплоемкости C_{pl} и плотности ρ_l от температуры. При этих условиях уравнение энергии для жидкости имеет вид

$$c_{pl} \rho_l (1 - \varphi_g) \left(u_l^z \frac{\partial t_l}{\partial z} + u_l^r \frac{\partial t_l}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D_l \frac{\partial t_l}{\partial r} - j_g (h_l - h_g). \quad (5)$$

Продольная скорость пара определяется из уравнения

$$-\frac{\partial \varphi_g p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D_{vl} \frac{\partial u_g^z}{\partial r} - R_g + g_z \rho_g \varphi_g = 0, \quad (6)$$

где R_g – вектор сил взаимодействия (сила сопротивления при движении пузырьков в жидкости).

ЗАМЫКАЮЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Уравнения (3)–(6) неравновесного двухфазного потока дополняются замыкающими соотношениями.

При барботаже пара при $u_l = 0$

$$R_g = F_a, \quad (7)$$

где $F_a = g \varphi_g (1 - \varphi_g) (\rho_l - \rho_g)$ – сила Архимеда.

Сила сопротивления R_g при пузырьковом и снарядном режимах течения определяется соотношением

$$R_g = \sum_{k=1}^N R_g^k = \sum_{k=1}^N \xi_k \frac{\rho_l (u_g^k - u_l^k)^2}{2} \pi r_k^2, \quad (8)$$

где R_g^k , r_k и ξ_k поверхностные силы, радиус и коэффициент межфазного сопротивления k -той дискретной частицы.

Если все пузырьки одинаковы, то их количество в потоке на единицу объема будет равно

$$N = \frac{\varphi_g \rho_g}{\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_g} = \frac{\varphi_g}{\frac{4}{3} \pi r^3}, \quad (9)$$

и соотношение (8) примет вид

$$R_g = \xi_k \frac{\rho_g (u_g^k - u_l^k)^2}{2} \frac{3 \varphi_g}{4 r}. \quad (10)$$

Коэффициент межфазного трения ξ_k для пузырьков пара определяется согласно рекомендациям [6].

При рассмотрении пристенного кипения, в основном, используют функцию Нукиямы-Танасавы распределения пузырьков по размерам вида

$$F = \frac{a}{d_0} \left(\frac{d}{d_0} \right)^b \exp \left(-b \frac{d}{d_0} \right) \quad (11)$$

где $a=4$, $b=2$. Аппроксимируя экспериментальные данные [8], получим значения коэффициентов $a=8.62 \cdot 10^8$, $b=20$. На рис. 1 представлено сопоставление экспериментальных [8] и расчетных данных при различных значениях a и b для $P=0.1$ МПа. Средние значения пузырей отличаются от величин наиболее вероятных на 10-15% [8], поэтому при пристенном кипении можно рассматривать однотипные модели для неравновесных процессов.

При кипении недогретой жидкости следует учитывать зависимость отрывных диаметров паровых пузырей от недогрева. В данной работе этот учет производился по данным [8]. На рис. 2 представлена зависимость максимального отрывного диаметра паровых пузырей при $P=0.1$ МПа от недогрева жидкости [8]. Авторы [8] указывают, что при недогреве образуются пузырьки неправильной формы, но эквивалентный размер максимальных пузырей по объему равен наиболее вероятному. Аппроксимируя экспериментальные данные [8] при кипении недогретой жидкости получим зависимость d/d_0 от значения числа Якоба Ja недогретой жидкости:

$$\frac{d}{d_0} = (1 + 0.035 Ja)^{-1}. \quad (12)$$

Для воды с температурой насыщения может быть предложена следующая зависимость отрывного диаметра пузыря d_0 от давления, полученная при аппроксимации экспериментальных данных [8]:

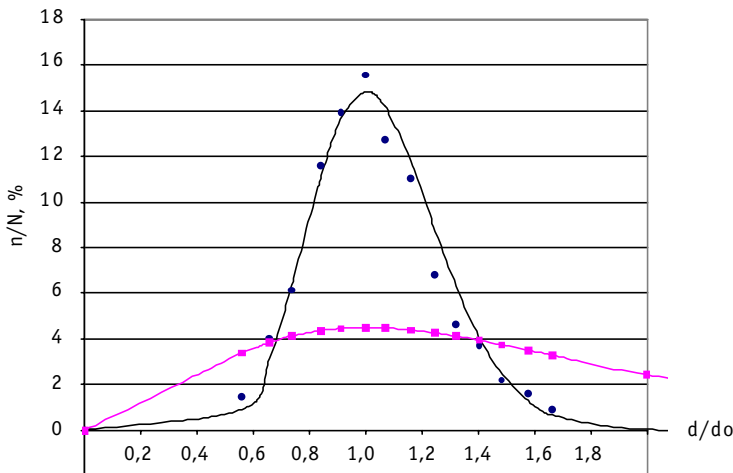


Рис. 1. Распределения отрывного диаметра паровых пузырей: ● - n/N эксперимент; — — — аппроксимация $8.62e+8(d/d_0)^{20} \exp(-20 \cdot d/d_0)$; ■ - $4(d/d_0)^2 \exp(-2 \cdot d/d_0)$

$$d_0 = 0,0111 \frac{P_{cr}}{P} \exp \left[-2,5 \left(\frac{P}{P_{cr}} - 1 \right) \right], \quad (13)$$

где P_{cr} – давление в критической точке.

Рост парового пузыря при кипении на твердой поверхности описывается соотношением, предложенным В.В. Яговым [6]:

$$\frac{r}{\sqrt{\sigma \tau}} = \gamma Ja + \sqrt{(\gamma Ja)^2 + 12 Ja}, \quad \gamma = \sin^2 \theta / [(1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta)], \quad \theta = 0.3, \quad (14)$$

где θ – краевой угол смачивания.

При высоких давлениях паровые пузырьки при кипении растут медленно ($Ja < 1$), так что их предельный размер может быть определен с позиций гидростатики. Согласно [6] эквивалентный диаметр пузырька перед отрывом равен

$$d_0 = \sqrt[3]{\frac{6 d_k}{\sigma (\rho_l - \rho_g)}}, \quad (15)$$

где d_k – диаметр устья поверхностной впадины, на которой растет пузырек. Этот диаметр по порядку величины соответствует характерному размеру шероховатости твердой поверхности. Для промышленных труб в качестве такого размера можно принять Δ , значения которого приведены в [6].

При низких давлениях скорость роста паровых пузырьков велика ($Ja \gg 1$) и отрывные диаметры можно рассчитать по методике Д.А. Лабунцова [9].

Уравнение роста пузыря в перегретой жидкости получено Б. Майкиком, У.И. Розеновым, П. Гриффитсом (см. [7]):

$$r^+ = \frac{2}{3} [(\tau^+ + 1)^{3/2} - \tau^{+3/2} - 1],$$

где

$$r^+ = \frac{r}{B^2/A}; \quad \tau^+ = \frac{\tau}{B^2/A^2}; \quad A = \left(\frac{2 r_q \rho_g \Delta T}{3 \rho_l T_s} \right)^{1/2}; \quad B = \left(\frac{12}{\pi} a Ja^2 \right)^{1/2} \quad (16)$$

При пузырьковом режиме течения двухфазного потока для конденсации пара в потоке недогретой жидкости воспользуемся соотношением, полученным в работе [9],

$$\frac{dR}{d\tau} = A \frac{\rho_l w c_{pl} \Delta T}{r_q \rho_g}, \quad (17)$$

где $A = 0.01$ – коэффициент (порядка $\xi/8$, где ξ – коэффициент гидравлического сопротивления для однофазного потока). Эксперименты проводились для диапазона $2 \cdot 10^4 < Re < 1.6 \cdot 10^5$, тогда для среднего значения коэффициента A можно предложить $A \approx 0.47 \xi$.

Использование уравнений (16) для роста в перегретой жидкости и (17) для конденсации в недогретой жидкости требует использования многогрупповых методов.

Запишем уравнение теплового баланса единичной теплопередающей поверхности, размеры которой много больше отрывного диаметра пузыря, т.е. на этой поверхности имеется достаточно много центров парообразования:

$$q_w = \alpha_{кон} (t_s - t_f) (1 - \phi_w) + \alpha_{ф.п.} (t_w - t_s) \phi_w, \quad (18)$$

где $\alpha_{кон.}$ и $\alpha_{ф.п.}$ – коэффициенты теплообмена при фазовых переходах.

Паросодержание на стенке ϕ_w и $\alpha_{ф.п.}$ – коэффициент теплообмена при фазовых пе-

реходах определялось по соотношениям, аналогичным [7]. При расчете конденсации пара в потоке используется соотношение (17) или выражение

$$q_{\text{кон}} = \alpha_{\text{фн.}} (t_s - t_f) \varphi_w. \quad (19)$$

Скорость пара в потоке зависит от размера пузырьков пара, паросодержания, теплообмена, ориентации в пространстве, массовой скорости потока, физических свойств воды и пара.

При кипении, размеры отрывных диаметров пузырьков на стенке определяют-ся давлением, недогревом жидкости и скоростью потока. При турбулентном течени-и пара для определения размеров пузырьков в потоке, в основном, рекоменду-ют рассчитывать по соотношению

$$d = C \frac{D^{2/5}}{\xi^{2/5}} \left(\frac{\sigma}{\rho_l} \right)^{0.6} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.2} w_m^{-1.2}, \quad (20)$$

где C – константа (порядка 1), w_m – скорость потока.

Предельный размер пузырька можно оценить из условия

$$We = \rho w_m^2 \frac{d}{\sigma} \approx 8 \div 16 \quad (21a)$$

или из неустойчивости по Тейлору

$$d_{kp} = 2\pi\sqrt{3} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}. \quad (216)$$

На рис. 2 представлено сравнение экспериментальных [10, 11] и расчетных данных по уравнению (20) (штриховая линия) средних диаметров пузырьков в пароводяном потоке. Как видно, расчет по (20) удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными в диапазоне скоростей потока $w = 0.7-1.1$ м/с. При уменьшении скорости потока расчет по (20) дает завышенные результаты. Когда скорость потока $w \rightarrow 0$, необходимо учитывать скорость всплытия пузырька. При этом диаметр пузырька можно оценить формулой (21a), причем вместо скорости w_m надо использовать скорость всплытия пузырька. Аппроксимация эксперимен-

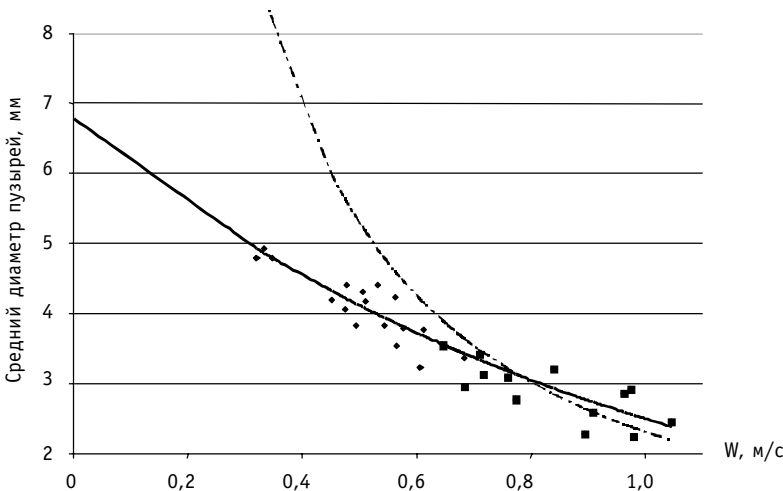


Рис. 2. Сравнение экспериментальных [11, 12] и расчетных данных по средним диаметрам пузырьков в пароводяном потоке при диаметре трубы 152 мм и давлении 7 МПа: ◆ - Hinze J.O.; ■ - Prins C.A.; - - - - Polyani; — 6.77exp(-w)

тальных данных [11, 12] и оценка по соотношению (21а) позволили выбрать значение $d_0 = 6.7$ мм для давления $P = 7$ МПа. При этом получено выражение для d_0 и скорости потока $w = 0.0 \div 1.1$ м/с

$$d = d_0 \exp(-w). \quad (22)$$

Как видно из рис. 1, при кипении функция распределения пузырьков по размерам имеет узкий спектр. В турбулентном потоке (вследствие влияния турбулентных пульсаций скорости) спектр пузырьков значительно шире, он близок к функции Нукиямы-Танасавы (11) при $a = 4$ и $b = 2$. В турбулентных потоках имеется широкий спектр пузырьков, поэтому требуется рассматривать многогрупповые модели особенно для неравновесных турбулентных потоков.

Рассмотрим скорость всплытия одиночных пузырей. Существует пять зон всплытия одиночных пузырей в неподвижной жидкости. В [6, 14] приведены рекомендации для расчета скорости всплытия в этих зонах в зависимости от значения чисел Рейнольдса и Вебера. Пиблис и Гарбер [10] для скорости всплытия пузырьков использовали безразмерные переменные

$$\eta = \frac{r^b}{L_c}, \quad U = \frac{u_\infty}{\sqrt{2gL_c}}, \quad (23)$$

где $L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}$ – капиллярная постоянная. Дальнейший расчет производится по соотношениям

$$U = 0.157 \frac{\eta^2}{\eta_0^{3/2}}, \quad \eta_0 = \frac{1}{L_c} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} \quad \text{и} \quad 0 < \eta \leq 1.65\eta_0; \quad (24a)$$

$$U = 0.231 \frac{\eta^{1.28}}{\eta_0^{0.783}}, \quad \eta_m = 2.22\eta_0^{0.44} \quad \text{и} \quad 1.65\eta_0 < \eta \leq \eta_m; \quad (24б)$$

$$U = 0.955\eta^{-0.5}, \quad \eta_m^* = 1.31 \quad \text{и} \quad \eta_m < \eta \leq \eta_m^*; \quad (24в)$$

$$U = 0.835, \quad \text{и} \quad \eta_m^* < \eta \leq 2; \quad (24г)$$

$$U = 0.707\eta^{0.5}, \quad \text{и} \quad \eta > 2. \quad (24д)$$

Л.Н. Полянин [10] в переменных U, η предложил единую непрерывную зависимость для скорости всплытия пузырьков.

Коэффициент сопротивления C_b в переменных U, η при всплытии пузырей в жидкостях может быть записан в форме

$$C_b = \frac{4}{3} \frac{\eta}{U^2}. \quad (25)$$

Распределение продольной скорости воды рассчитывалось по методике [13]. Радиальная скорость пара принималась равной скорости воды. При расчете коэффициентов переноса использовались данные [4, 13].

Решение системы уравнений (3)-(6) с замыкающими соотношениями проводилось при следующих граничных условиях:

$$\begin{aligned}
\varphi_g \Big|_{z=0} &= \varphi_0(r), \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \left[\varphi_g + D \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} \right] \Big|_{r=r_0} = f(z); \\
t_l \Big|_{z=0} &= t_{l0}(r), \frac{\partial t_l}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \frac{\partial t_l}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = f_{lw}(z); \\
u_l^z \Big|_{z=0} &= u_{l0}^z(r), \frac{\partial u_l^z}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, u_l^z \Big|_{r=r_0} = 0; \\
u_l^r \Big|_{z=0} &= u_{l0}^r(r), \frac{\partial u_l^r}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, u_l^r \Big|_{r=r_0} = 0; \\
u_g^z \Big|_{z=0} &= u_{g0}^z(r), \frac{\partial u_g^z}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, u_g^z \Big|_{r=r_0} = 0.
\end{aligned} \tag{26}$$

МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

Решение нелинейной системы уравнений (3)-(6) с соответствующими замыкающими соотношениями и граничными условиями (26) находилось итерационным путем методом конечных разностей. Расчетная сетка по радиальной координате выбиралась со сгущением от оси к стенке канала, а по продольной координате - равномерной. Аппроксимация конвективных членов проводилась по неявной схеме против потока. Получающаяся в результате перехода от задачи (3)-(6, 26) к ее разностному аналогу система уравнений решалась по итерационной схеме методом прогонки.

ТЕСТЫ МОДЕЛИ

Работоспособность данной модели по тепло и массообмену и численного метода была проверена серией расчетов.

Тестирование проводилось при конвективном теплообмене, пристенном и развитом кипении.

При конвективном теплообмене результаты расчетов сравнивались с данными ФЭИ по температурным полям и соотношениями Б.С. Петухова для чисел Нуссельта на входном и стабилизированном участках теплообмена, получено хорошее согласие.

При тестировании для пристенного кипения полученные результаты хорошо согласуются с данными В.Г. Брантова и В.И. Горбунова по паросодержанию. Локальные коэффициенты теплоотдачи согласуются с обобщениями Ю.Е. Похвалова при пузырьковом кипении недогретой жидкости и с рекомендациями Д.А. Лабунцова при развитом кипении.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Скорость всплытия одиночных пузырей рассчитывалась с использованием соотношений (24а-24д), (25) для существующих пяти характерных зон.

При больших паросодержаниях происходит слияние пузырьков. Скорость подъема пузырей определяется скоростью больших пузырей, которые увлекают за собой маленькие пузыри (кильватерный эффект). Размер большого пузырька будет сравним с диаметром канала D_k и пропорционален $\sqrt{\phi}$, т.е.

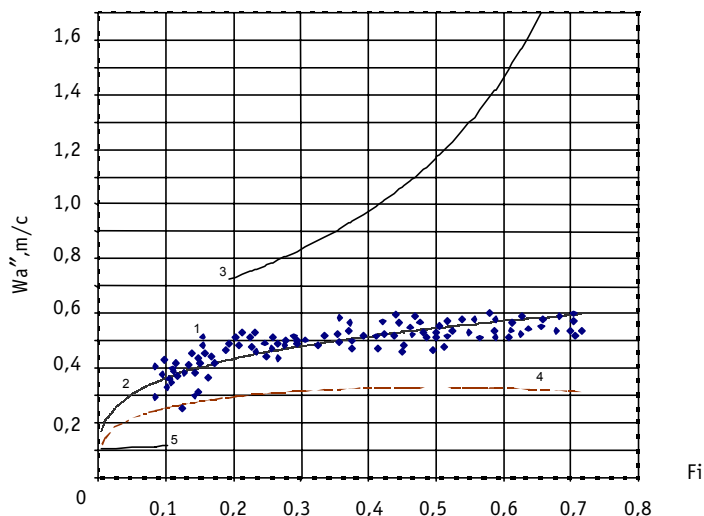


Рис. 3. Зависимость относительной скорости всплытия пара от паросодержания: 1 - Wa' experimental; 2 - $0.385 \cdot (D^* g^* (1 - Rg/RL))^{0.5} \cdot Fi^{0.25}$; 3 - $0.345 \cdot (D^* g^* (1 - Rg/RL))^{0.5} / (1 - Fi)$; 4 - $1.41 \cdot ((Rg/RL) \cdot g^* \Sigma (RL - Rg) / RL^2)^{1/4} \cdot (Fi \cdot (1 - Fi))^{1/4}$; 5 - $1.41 \cdot (\Sigma g^* (Rg - RL) / RL^2)^{0.25} / (1 - Fi)$

$$d = c \sqrt{\phi D_{kr}}, \quad (27)$$

где c – константа. Эту константу можно определить из условия перехода размера пузыря при $\phi \rightarrow 1$ к полному сечению $d \rightarrow D_{kr}$ т.е. $c=1$.

Скорость всплытия пузырей при этом определяется по соотношению

$$u_{\infty} = k \sqrt{dg \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l}}, \quad (28)$$

где $k \approx 0.3-0.4$.

На рис. 3 представлено сопоставление расчета по формулам (27,28) при $k=0.385$ (линия 2) с другими корреляциями и с экспериментальными данными М.А. Скачека по относительной скорости всплытия пара, полученными на колонке $D=300$ мм при $P=4$ МПа в режиме барботажа и малых скоростях циркуляции. Расчет по [6] в четвертой зоне, когда большие пузыри поднимаются по винтообразным линиям, дает значение скорости всплытия 0.2 м/с.

При диаметре трубы $D = 152$ мм, давлении $P = 7$ МПа, паросодержании $\phi_g = 0.05$ и скорости потока 0.3 м/с рассчитанные по (20) средние диаметры пузырьков равны $d^b = 10$ мм, а по (22) – 5 мм. При этих условиях длины конденсации пузырьков размером $d^b = 10$ мм с недогревом 9°C приблизительно в 4 раза больше чем при $d^b = 5$ мм.

На рис. 4 представлены продольные скорости жидкости и пара. Видно, что существует значительное скольжение пара относительно жидкости. Неправильный расчет размеров пузырьков пара по соотношению (20) приводит к завышенному скольжению пара относительно жидкости. Распределение паросодержаний для установившегося течения приведено на рис. 5 для недогрева на входе 50°C .

Поля скоростей и паросодержаний аппроксимировались следующими соотношениями.

При отсутствии кипения степенными функциями

$$u/u_{ocu} = (y/r_0)^m; \quad \phi_g/\phi_{g\,ocu} = (y/r_0)^n, \quad (29)$$

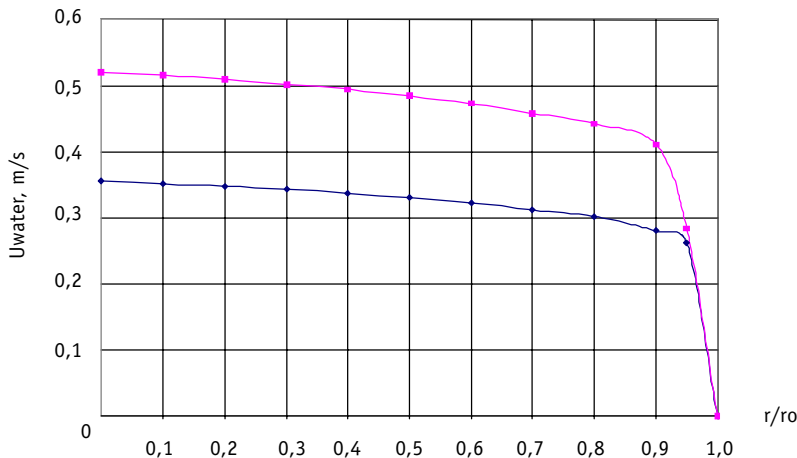


Рис.4. Распределение скорости воды и пара по радиусу трубы $P=7$ МПа, $D=0.152$ м, $Wm=0.3$ м/с:

◆ - U_l ; ■ - $U_w(19)$

где y – расстояние от стенки, r_0 – радиус канала.

При кипении недогретой жидкости для распределения скорости и паросодержания использовались соотношения

$$u_l / u_{l_{ocu}} = 1 - (r / r_0)^m; \quad (\varphi_g - \varphi_{gw}) / (\varphi_{g_{ocu}} - \varphi_{gw}) = 1 - (r / r_0)^n, \quad (30)$$

где φ_{gw} – паросодержание на стенке.

При кипении недогретой жидкости в [4] получено, что для $P=8$ МПа и $Re=10^5$, при изменении φ от 0.0 до 0.5 число n изменяется от 10 до 4. Вначале зоны кипения паросодержание на оси канала будет $\varphi_{g_{ocu}}=0$, а по высоте канала будет увеличиваться толщина парового пограничного слоя δ_φ . Для этих условий по соотношению (30) был рассчитан показатель степени n в зависимости от δ_φ . Эти результаты представлены на рис. 6. Безразмерная толщина пограничного слоя $\delta_\varphi / r_0 = 1 - r / r_0$. При изменении толщины пограничного слоя от 0.05 до 0.95 n изменяется от 59 до 1.0. При этом расчеты n аппроксимированы выражением

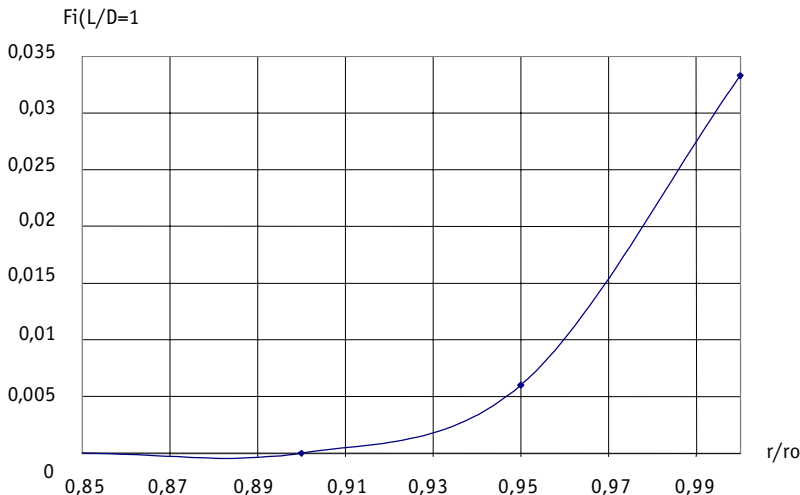


Рис.5. Распределение паросодержания по радиусу трубы при $P=0.1$ МПа, $D=0.014$ м, $Wm=1$ м/с: ◆ - $Fi(L/D=1)$

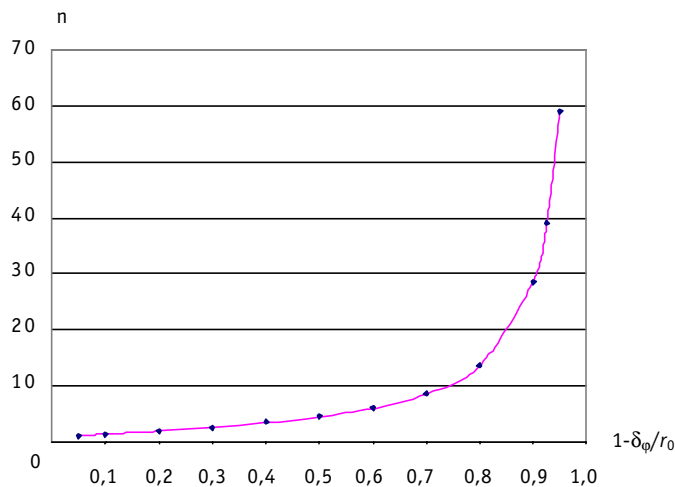


Рис. 6. Зависимость n от $1-d_j/r_0$: \blacklozenge - n ; — $n=-3.03/(\ln(R/R_0))$

$$n = -3.03 / \ln(1 - \delta_\phi / r_0). \quad (31)$$

Используя соотношения (30) при кипении недогретой жидкости можно рассчитать коэффициенты корреляции k_{ik} в уравнениях (1). Если пренебречь влиянием температуры и давления по сечению канала на плотность и энтальпию пара, а также на плотность воды, то можно положить $k_{1k}=k_{4k}=k_{5g}=1$; $k_{6g}=k_{2g}$.

Для коэффициентов корреляции k_{2g} и k_{3g} можно записать соотношения

$$k_{2g} = \frac{\int_0^1 \phi_g u R dR}{\int_0^1 \phi_g R dR \int_0^1 u R dR}, \quad k_{3g} = \frac{\int_0^1 \phi_g u^2 R dR}{\int_0^1 \phi_g R dR \int_0^1 u^2 R dR}.$$

По этим соотношениям были рассчитаны коэффициенты корреляции и представлены на рис. 7 и 8 в зависимости от параметра n . Как видно из рис. 7, 8, значение коэффициентов k существенно отличается от единицы, что указывает на сильное влияние пространственных эффектов на средние параметры потока. При из-

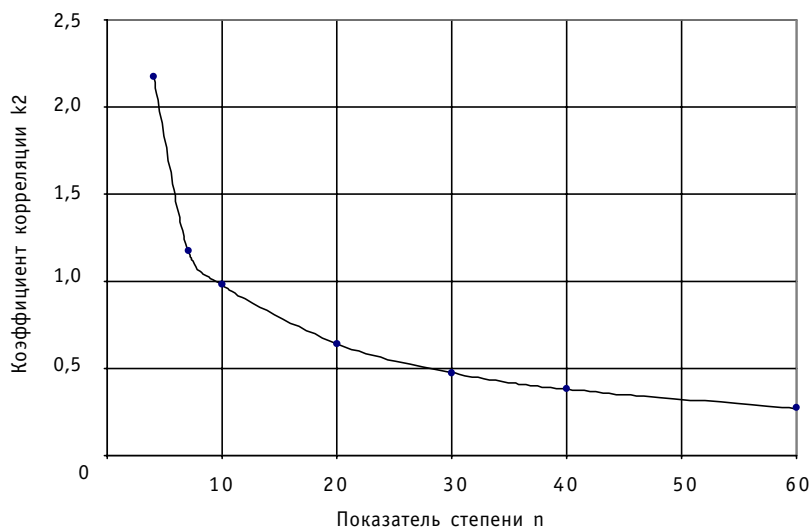
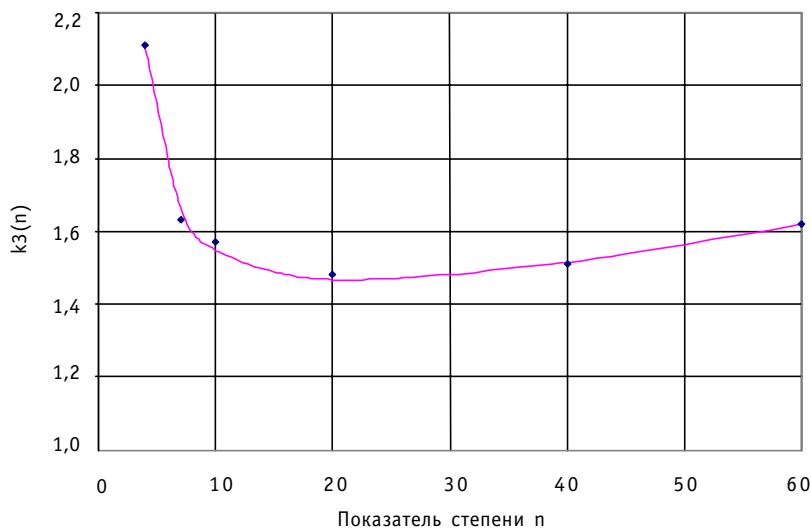


Рис. 7. Зависимость k_{2g} от n : \bullet - k ; — $k=f(n)$

Рис. 8. Зависимость k_{3g} от n

менении n от 4,0 до 60 k_{2g} изменяется от 2,17 до 0,27, а k_{3g} возрастает от 1,5 до 2,1. Для k_{2g} и k_{3g} расчеты аппроксимированы выражениями

$$k_{2g} = (0.488 + 0.538n - 13.22e^{-n})^{-1}, \quad (32)$$

$$k_{3g} = n / (0.7955n - 2.624 \cdot 10^{-3} n^2 - 1.24).$$

Таким образом, для определения коэффициентов корреляции K_{1K} , K_{2K} , K_{3K} , K_{4K} , K_{5K} , K_{6K} в уравнениях (1) по соотношениям (32) необходимо знать показатель степени n или толщину «парового» пограничного слоя $\delta_{\text{ф}}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана двумерная математическая модель пристенного кипения недогретой жидкости и конденсации пара в потоке жидкости, основанная на локальных характеристиках пристенного кипения. Приведены обобщения экспериментальных данных при кипении недогретой жидкости.

На основании представленной двумерной модели для двухфазных течений выполнены аппроксимации коэффициентов корреляции (замыкающих соотношений) для системы одномерных уравнений (1), пригодной для быстрых расчетов разветвленных теплогидравлических сетей в тренажерах АЭС.

Литература

1. Кузнецов Ю.Н. Теплообмен в проблеме безопасности ядерных реакторов. - М.: Энергоатомиздат, 1989. - 296 с.
2. Wallis G.B., 1969 One Dimensional Two-Phase Flow. McGraw-Hill, New York. (Пер. с англ. Уолис Г.Б. Одномерные двухфазные течения. - М.: Мир, - 1972).
3. Кузеванов В.С. Моделирование теплогидравлических процессов в контурах ЯЭУ с учетом пространственных эффектов: Автореферат дис. ... докт. тех. наук. - М., 1995. - 40 с.
4. Канухина С.В., Кашеев В.М. Расчет истинного объемного паросодержания и температуры при течении в щелевом канале недогретой жидкости: Препринт ФЭИ. - Обнинск, 1976.
5. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. - М.: Энергия, 1968. - 444 с.
6. Тепловые и атомные станции/Под ред. В.А.Григорьева, В.М.Зорина. Т. 1. - М.: Энергоиздат, 1982. - 617 с.
7. Горбунов В.И. Гидродинамика двухфазных потоков. - М.: МЭИ, 1999. - 119 с.

8. Толубинский В.И. Теплообмен при кипении. - Киев.: Наук. Думка, 1980. – 316 с.
9. Лабунцов Д.А. Физические основы энергетики. Избранные труды по теплообмену, гидродинамике, термодинамике. - М.: МЭИ, 2000. – 368 с.
10. Полянин Л.Н. Вопросы теплофизики водоохлаждаемых энергоустановок. - М.: Энергоатомиздат, 1994. – 144 с.
11. Hinze J.O. Fundamentals of the Hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes//A. I. Ch. E. J. - 1955. - V. 1. - P. 289.
12. Prins C.A. Aspects of two-phase gas-liquid separation. Dissertation, Delft, 1971.
13. Кузеванов В.С., Иваненко И.Н., Гинкин В.П., Корниенко Ю.Н. Численное исследование профилей параметров неравновесного двухфазного потока на основе двумерной модели//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1994. – №4-5. – с. 80-88.
14. Справочник по теплообменникам. Т. 1. - М.: Энергоатомиздат, 1987. – 561 с.

Поступила в редакцию 18.07.2001

УДК 621.039.58:519

Development of Mathematical Model of Non-Equilibrium Two-Phase Flow for NPP Safety Analysis \ A.A. Kazantsev, V.A. Levchenko, V.V. Sergeev, V.V. Hudasko; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2001. – 13 pages, 8 illustrations. – References, 13 titles

It is necessary to have models, which will allow to calculate non-steady non-equilibrium thermal-hydraulic processes in NPP in real-time mode for calculation of processes in NPP simulators. The problems of obtaining of closing multiplication factors for non-steady thermal-hydraulic equations for simulator models under conditions of boiling are considered. It was made attempt of receiving of one-dimensional equations for the description of processes with taking into account the nonequilibriums of parameters and spatial non-uniformity of physical processes.

УДК 621.039.53

Determination of Amount of Sampling through Factor of Sample at Supervision on Registration and Control of Nuclear Materials \ A.M. Dmitriev, O.V. Krivosheina; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2001. – 7 pages, 5 tables. – References, 4 titles

In article the way of account of sample volume through factor of sample is offered at checks of sets of registration units with a nuclear material on mass contents U-235 in registration unit with reference to the Russian nuclear installations. Meanings of factor of sample are given for various probabilities of detection of threshold amount of a nuclear material.

УДК 621.039.7:546

Heterogeneous immobilization for rise of actinide waste concentration in their long-lived storage materials \ A.A. Kozar; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2001. – 10 pages, 3 illustrations. – References, 21 titles

Heterogeneous immobilization of actinide wastes is considered, that is their inclusion into carrier-matrix as particles of separate phase. The calculation of track generation intensity in matrix has been carried out on the base of the analysis of possible directions of heavy nuclei output from spherical and cylindrical waste particles. It is shown, that existence of closed area without damages in matrix is possible if volumetric actinide contents is less of 50% or 75% for spherical or cylindrical waste particles accordingly. The dependences of the ratio of doze loading for heterogeneous and homogeneous matrices on actinide particle sizes are received. It is determined, that each order of increase in actinide phase sizes corresponds to approximately one order of doze loading reduction, starting with particle radius of 10^{-5} m, when damage amount decreases in 5 times.

УДК 621.039.7

Research of methods of the substantiation of nuclear safety at handling with radioactive wastes, containing nuclear materials \ S.S. Krechetov, V.S. Vnukov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2001. – 6 pages, 3 tables, 4 illustrations. – References, 10 titles

Methods of calculation of nuclear safety are investigated at handling with radioactive wastes containing nuclear materials. Calculations of the safe specific contents, the safe areal density, used are carried out at the analysis of nuclear safety of radioactive wastes. Various mixes of wastes containing water, graphite, beryllium, dioxide silicon and others, with uranium of high enrichment are considered. Recommendations for normative parameters are given at investigated at handling with wastes.