

2. На основе этой модели получен ряд локальных гидродинамических и теплофизических характеристик потока.

3. Определены зоны с наиболее и наименее интенсивным теплообменом.

4. Проанализировано поведение турбулентных характеристик потока, которые влияют на теплофизические и гидродинамические свойства потока.

5. Результаты, полученные в этой статье, могут быть использованы программой INPRO, которая создана для разработки перспективных ядерных систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лабар М.П., Шеной А.С., Симон У.А., Кэмпбэлл Е.М.* ЯЭУ GT-MHR на основе модульного реактора с гелиевым теплоносителем и газовой турбиной // Атомная техника за рубежом. — 2005. — № 1. — С. 22 — 28.

2. *Поплавский В.М.* Состояние и перспективы развития АЭС с реакторами на быстрых нейтронах // Теплоэнергетика. — 2004. — № 8. — С. 2 — 9.

3. *Грэттон К.П.* Переоценка концепции реактора на быстрых нейтронах с газовым теплоносителем // Атомная техника за рубежом. — 2004. — № 1. — С. 23 — 27.

4. *Роуч П.* Вычислительная гидродинамика. — М.: Мир, 1980. — 612 с.

5. *Патанкар С.* Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 152 с.

6. *Авраменко А.А., Басок Б.И., Кузнецов А.В.* Групповые методы в теплофизике. — К.: Наук. думка, 2003. — 483 с.

7. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974. — 711 с.

Получено 23.02.2009 г.

УДК 536.242

КОВЕЦКАЯ М.М., ЛАВРИК В.М., СКИЦКО А.И.

Институт технической теплофизики НАН Украины

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КРИЗИСА ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ С ПУЧКАМИ СТЕРЖНЕЙ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМАХ

Наведено результати розрахункового дослідження умов виникнення кризи теплообміну в каналах з пучками стержнів у нестационарних режимах зі зменшенням витрати теплоносія.

Представлены результаты расчетного исследования условий возникновения кризиса теплообмена в каналах с пучками стержней в нестационарных режимах с уменьшением расхода теплоносителя.

The results of a numerical study of the conditions of burn-out occurrence in channels with rod bundles under nonstationary regimes with decrease in the heat-carrier flow rate.

C_p — теплоемкость;

D, d — диаметр;

G — расход;

g — ускорение свободного падения;

i — энтальпия;

l — длина;

n — число стержней;

p — давление;

q — плотность теплового потока;

r — теплота парообразования;

S — площадь проходного сечения;

T, t — температура;

w — скорость потока;

x — массовое расходное паросодержание;

z — продольная координата;

α — коэффициент теплоотдачи;

φ – истинное объемное паросодержание;
 δ – толщина пленки;
 ρ – плотность;
 λ – коэффициент теплопроводности;
 μ – коэффициент молекулярной вязкости;
 ν – кинематический коэффициент вязкости;
 σ – коэффициент поверхностного натяжения;
 ξ – коэффициент гидравлического сопротивления;
 τ – время;
 Π – периметр канала.

Индексы нижние:

cr – кризис теплообмена;
 g – гидравлический;

t – тепловой;
 s – насыщение;
 i – межфазная поверхность;
 w – стенка;
 $гр$ – граничный,
 $вх, вых$ – вход, выход;
 $кр$ – критический;
 $нк$ – начало кипения;
 $о$ – начальное значение;
 $об$ – обогреваемый;
 $э$ – эквивалентный;
 1 – вода;
 2 – пар.

Анализ переходных и аварийных режимов ядерных реакторов с водным теплоносителем требует использования математических моделей для нестационарных двухфазных потоков с учетом механической и термической неравновесности фаз. Разнообразие моделей вытекает из разнообразия задач, которые возникают перед исследователями при анализе работы реакторов в нормальных и аварийных режимах.

Задача описания многомерных нестационарных математических моделей, учитывающих неравновесность фаз и подвижность межфазных границ, очень сложная. Нерегулярный характер процессов в качественно разных структурах двухфазного потока не всегда позволяет с достаточной точностью определить границы межфазной поверхности, что делает неизбежным различные схематизации моделей двухфазного потока. В настоящее время для исследования нестационарных процессов в двухфазных потоках в каналах сложной геометрии используются в основном одномерные модели [1].

Основная система уравнений

Негомогенная неравновесная математическая модель тепломассопереноса в парогенерирующем канале для средних по сечению параметров двухфазного потока при условии совместного деформирования фаз $p_1 = p_2 = p$ может быть записана в виде [2]:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} [\rho_1(1-\varphi) + \rho_2\varphi] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_1(1-\varphi)w_1 + \varphi\rho_2w_2] = 0;$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} [\rho_1(1-\varphi)w_1 + \rho_2\varphi w_2] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_1(1-\varphi)w_1^2 + \varphi\rho_2w_2^2] = -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\tau_w n}{S} - [\rho_1(1-\varphi) + \rho_2\varphi]g \cos \theta; \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[\rho_1(1-\varphi) \left(i_1 + \frac{w_1^2}{2} \right) + \rho_2\varphi \left(i_2 + \frac{w_2^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_1(1-\varphi)w_1 \left(i_1 + \frac{w_1^2}{2} \right) + \varphi\rho_2w_2 \left(i_2 + \frac{w_2^2}{2} \right) \right] = \frac{\partial p}{\partial \tau} + q_w - [\rho_1(1-\varphi)w_1 + \rho_2\varphi w_2]g \cos \theta.$$

Перепишем систему уравнений (1), вводя обозначение массового расхода фаз $G_1 = S(1-\varphi)\rho_1w_1$; $G_2 = S\varphi\rho_2w_2$ и пренебрегая в уравнении энергии изменением кинетической энергии по сравнению с изменением энтальпии:

$$\frac{\partial(\rho_1(1-\varphi) + \rho_2\varphi)}{\partial \tau} + \frac{\partial(G_1 + G_2)}{\partial z} = 0;$$

$$\frac{\partial(G_1 + G_2)}{\partial \tau} + \frac{\partial(G_1w_1 + G_2w_2)}{\partial z} = -S \frac{\partial p}{\partial z} - \tau_w n - [\rho_1(1-\varphi) + \rho_2\varphi]g \cos \theta; \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} [\rho_1(1-\varphi)i_1 + \rho_2\varphi i_2] + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial z} [G_1i_1 + G_2i_2] =$$

$$= \frac{\partial p}{\partial \tau} + q_w - \frac{G}{S} g \cos \theta;$$

$$\rho_i = f_i(i_i, P_i), \quad i = 1, 2,$$

$$\text{где } \tau_w = \frac{\xi G^2}{8S^2 \rho_x}, \quad G = G_1 + G_2,$$

$$\frac{1}{\rho_x} = \frac{(1-x)^2}{\rho_1(1-\phi)} + \frac{x^2}{\rho_{2s}}, \quad x = G_2/G.$$

В частично неравновесной математической модели предполагается, что пар находится в равновесном состоянии: $i_2 = i_{2s}$; $\rho_2 = \rho_{2s}$ – параметры пара на линии насыщения.

Замыкающие соотношения

Система уравнений (2), описывающая нестационарный частично неравновесный процесс теплопереноса в парогенерирующем канале для средних по сечению канала параметров теплоносителя, является незамкнутой. Для ее решения необходимо записать замыкающие соотношения, описывающие процессы теплового и механического взаимодействия фаз между собой и со стенками канала.

Закономерности физических процессов в двухфазных потоках существенно зависят от структуры течения. Системы замыкающих соотношений моделей двухфазного потока основываются на описании режимов или структуры течения двухфазной смеси. Несмотря на достаточно большое число выполненных исследований по структуре двухфазного потока, в настоящее время нет универсальной карты режимов течения двухфазного потока. В качестве карты режимов течения вертикального двухфазного потока используется карта режимов Беннета, полученная для пароводяных потоков высокого давления [3]. При этом граница $z(\tau, t_{\text{HK}})$ начала кипения определяется как сечение канала, в котором температура теплоносителя достигает температуры t_{HK} начала поверхностного кипения, определяемой по формуле для пучков стержней [2]:

$$t_{\text{HK}} = t_s - \eta \frac{\alpha [t_{\text{TB}}(t_s) - t_s] \rho S}{G}, \quad \eta = (14 + p) 10^{-6}. \quad (3)$$

Здесь $t_{\text{TB}}(t_s)$ – температура твэл в сечении канала, в котором температура теплоносителя достигает температуры насыщения; η -параметр, характеризующий влияние давления.

Замыкающие соотношения, характеризующие тепловое и механическое взаимодействие фаз на межфазной границе и со стенками канала, подробно описаны в работе [3]. Остановимся на некоторых соотношениях, в которые были внесены изменения, характерные для течения теплоносителя в каналах с пучками стержней.

В двухтемпературных моделях неравновесных двухфазных потоков межфазный тепловой поток задается в виде

$$q_{ik} = \alpha_{ik} A_i (T_s - T_k), \quad k = 1, 2, \quad (4)$$

где температура межфазной поверхности считается равной температуре насыщения T_s , A_i – площадь межфазной поверхности, α_{ik} – коэффициенты теплоотдачи, которые определяются в зависимости от режима течения теплоносителя согласно карте режимов. Тепловое взаимодействие фаз со стенками канала также определяется в зависимости от режима течения и теплообмена через коэффициенты теплоотдачи.

При определении коэффициентов теплоотдачи полагают, что коэффициент теплоотдачи пара $\alpha_{i2} = 10^4$ Вт/м²·К во всех режимах, а коэффициент теплоотдачи к жидкой фазе определяется в зависимости от режима течения по формулам конвективного теплообмена. Для каналов с пучками стержней используется зависимость

$$\alpha_{i1} = 0,021 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,43} \lambda_1 \varepsilon_\Gamma / D_3,$$

где $\text{Re} = \rho w D_3 / \mu_1$; $\text{Pr} = \nu_1 / a_1$; ε_Γ – поправка, учитывающая отличие геометрии пучка от геометрии трубы. Для отношения шага пучка к диаметру стержня в диапазоне 1,1...1,8 используется следующая поправка

$$\varepsilon_\Gamma = \begin{cases} 0,786 + 0,952 [1 - 0,91(s/d)^{-2}] (s/d)^{0,15} - \\ \quad \text{треугольная упаковка;} \\ 1,1 [1,27(s/d)^{-2} - 1]^{0,1} - \text{квадратная упаковка.} \end{cases}$$

Замыкающие соотношения, характеризующие трение, рассчитываются по зависимостям, определенным для стационарных процессов с ис-

пользованием мгновенных локальных значений параметров теплоносителя. Коэффициент гидравлического сопротивления при продольном обтекании теплоносителем пучка твэл определяется через коэффициент гидравлического сопротивления трубы с введением поправок на неподобие геометрии пучка и трубы

$$\xi_n = \xi_{тр} K_F,$$

где

$$K_F = \begin{cases} 0,41 + 1,9\sqrt{s/d-1} - \text{треугольная упаковка}; \\ 0,41 + 1,9\sqrt{s/d-1} - \text{квадратная упаковка}. \end{cases}$$

Коэффициент гидравлического сопротивления в трубе $\xi_{тр}$ определяется по известным формулам в зависимости от режимов течения теплоносителя [4].

В большинстве математических моделей истинное объемное паросодержание определяется через коэффициент скольжения фаз либо используется уравнение генерации пара, которое можно получить, например, из уравнения энергии для смеси. Определение среднего по сечению канала истинного объемного паросодержания по формуле

$$\varphi = \left[1 + K_w \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\frac{1}{x} - 1 \right) \right]^{-1}$$

требует задания эмпирической зависимости для коэффициента скольжения фаз $K_w = w_2/w_1$, являющегося отношением скорости пара к скорости жидкости. В расчетных методиках в основном используется формула Осмачкина В.С.[5], описывающая коэффициент скольжения в трубе и полученная в стационарных условиях:

$$K_w = 1 + \frac{0,6 + 1,5\beta^2}{\sqrt[4]{Fr}} \left(1 - \frac{p}{p_{кр}} \right), \quad (5)$$

где

$$\beta = \left[1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\frac{1}{x} - 1 \right) \right]^{-1}, \quad Fr = w_0^2/(gD) - \text{критерий}$$

Фруда. Однако зависимость (5) не всегда удовлетворительно описывает экспериментальные

данные в пучках. Так, результаты экспериментального исследования, проведенные в девятнадцатистержевой сборке электрообогреваемых стержней диаметром 6 мм в треугольной упаковке с относительным шагом 1,2, показали, что среднее по сечению пучка истинное объемное паросодержание существенно меньше, чем для трубы эквивалентного диаметра. Поэтому в расчетах принята эмпирическая зависимость для коэффициента скольжения, полученная на основании экспериментальных данных в пучках:

$$K_w = 1 + \frac{5,5(0,07 + x^{0,5})}{w_0^{0,7}} \left(1 - \frac{p}{p_{кр}} \right)^2. \quad (6)$$

Опыты проводились в диапазоне изменения режимных параметров по давлению от 5,1 до 7,9 МПа, тепловой нагрузке от 0,44 до 0,81 МВт/м², недогреву воды на входе в пучок от 0 до 33 °С.

Система уравнений (2) совместно с граничными условиями и замыкающими соотношениями решается численно по неявной разностной схеме с использованием итерационного метода решения системы алгебраических уравнений. В качестве начальных условий используется решение стационарной задачи.

Тестирование стационарного модуля выполнено на основании сравнения расчетных и экспериментальных данных массового расходного паросодержания на выходе из обогреваемого канала циркуляционного контура экспериментального теплогидравлического стенда, который представляет собой упрощенную модель циркуляционного контура реакторной установки.

Обогреваемый участок моделирует максимально теплонапряженный канал активной зоны и представляет собой семистержевой пучок электрообогреваемых трубок диаметром 6 мм, расположенных в треугольной упаковке с относительным шагом 1,2. Расчеты выполнены для двух значений массовой скорости 500 и 1000 кг/(м²·с) и давления 7 МПа. Результаты расчетов сравнивались с результатами экспериментов по выходному паросодержанию (табл. 1). Эксперименты проведены в диапазоне изменения тепловой нагрузки от 0,9 до 2 МВт/м², недогрева воды на входе в пучок от 6 до 168 °С. Отклонение расчетных

Табл. 1.

№	G , кг/с (эксп.)	G , кг/с (расч.)	q , МВт/м ²	$T_{вх}$, °С	$x_{вых}$ (эксп.)	$x_{вых}$ (расч.)	$z_{нк}$, М
1	0,0671	0,0673	0,94	270,7	0,635	0,633	0,045
2	0,0671	0,0674	1,06	240,0	0,608	0,606	0,123
3	0,0671	0,0675	1,26	118,0	0,412	0,315	0,379
4	0,0671	0,0669	1,10	112,0	0,566	0,550	0,187
5	0,0671	0,0673	1,05	190,0	0,465	0,421	0,259
6	0,134	0,130	1,74	206,0	0,381	0,380	0,248
7	0,134	0,134	1,92	257,0	0,464	0,540	0,085
8	0,134	0,135	1,60	236,8	0,424	0,407	0,174
9	0,134	0,133	1,32	279,9	0,463	0,467	0,150

значений $x_{расч}$ от экспериментальных $x_{экс}$ находится в пределах погрешности эксперимента.

Расчеты теплогидравлики семистержневого пучка более плотной упаковки (относительный шаг 1,08) показали, что для больших массовых скоростей ($\rho w \geq 1000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$) использование зависимостей (5) и (6) для определения ϕ дает одинаковые результаты. Для малых массовых скоростей лучшее совпадение с экспериментом дает зависимость (6).

Одним из важных параметров, характеризующих теплогидравлические процессы в двухфазном потоке в нестационарных режимах, является время до наступления кризиса теплообмена τ_{cr} . Исследовалась возможность определения кризиса теплообмена в нестационарном режиме по достижению плотностью теплового потока на стенке тепловыделяющего элемента критического значения, рассчитываемого по зависимости, полученной в диапазоне изменения параметров: $p = 3 \dots 20$ МПа, $w = 200 \dots 5000$ кг/(м²·с), $x < x_{гр}$ [4]

$$q_{cr} = q_{cr}^{cd} k_p A_l (\rho w)^{0,25} \left(\frac{D_g}{D_t} \right)^{n^{0,1}} \times \left[1 - 0,06(\rho w)^{0,5} x \left(\frac{D_g}{D_t} \right)^{n^{0,1}} \right], \quad (7)$$

$$k_p = 0,67 + \frac{0,72}{22,1 - p}, \quad A_l = \begin{cases} l_t^{0,2}, & l/D < 20 \\ 0,26, & l/D > 20, \end{cases}$$

$$q_{cr}^{cd} = 7r \sqrt{a_1 f(p) \rho \rho_2} 10^{-6}, \quad a_1 = \frac{\lambda_1}{\rho_1 C_{p1}},$$

где давление p задается в МПа, функция $f(p)$ задается формулой

$$f(p) = 60 - 2,167(p - 2), \quad \text{для } 2 < p < 18.$$

Кроме того, для определения кризиса теплообмена использовалась зависимость для критического паросодержания из работы [6], которая позволяет рассчитывать кризис теплообмена в пучках стержней в стационарных режимах с малыми массовыми скоростями ($\rho w = 500$ кг/(м²·с)).

В работе [1] представлена двухзонная модель дисперсно-кольцевого потока в вертикальной парогенерирующей трубе. Согласно этой модели, относительный расход жидкости в пристенной пленке определяется по зависимости

$$x_f = \frac{2\delta}{R} \left[1 + 2 \cdot 10^{-10} Lp^{-3,5} x_{гр}^{1,5} x^{0,25} \right], \quad (8)$$

где среднеинтегральная толщина пленки

$$\frac{\delta}{R} = \begin{cases} \frac{8,8 \cdot 10^{-4} x_a^2}{Lp x^{1,5}}, & x_a \leq x \leq x_{\Delta p}; \\ \frac{8,8 \cdot 10^{-4} x_a^2 (1-x)}{Lp x_{\Delta p}^{1,5} (1-x_{гр})}, & x_{\Delta p} < x \leq 1, \end{cases} \quad (9)$$

$$Lp = \mu_1 / \sqrt{\rho_1 \sigma} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)}} - \text{критерий Лапласа,}$$

Табл. 2.

№	$T_{вх}, ^\circ\text{C}$	$q, \text{МВт/м}^2$	$x_{\text{вых}}$	$\tau_{cr(\text{экс})}, \text{с}$	$\tau_{cr(x_{cr})}, \text{с}$	$\tau_{cr(q)}, \text{с}$	$\delta(\tau_{cr}), \text{мм}$
$\rho w = 1000 \text{ кг/}(\text{м}^2 \cdot \text{с})$							
1	224	0,570	0,659	1,58	—	1,46	0,096
2	231	0,550	0,749	1,74	—	1,60	0,085
3	230	0,546	0,812	2,16	—	1,85	0,082
4	258	0,436	0,757	2,65	—	2,38	0,078
5	260	0,518	0,803	1,57	—	1,36	0,067
6	279	0,405	0,824	2,94	—	2,57	0,071
$\rho w = 500 \text{ кг/}(\text{м}^2 \cdot \text{с})$							
7	209	0,318	0,392	1,35	—	—	0,246
8	238	0,290	0,488	1,08	1,26	—	0,193
9	240	0,286	0,521	1,50	1,43	—	0,181
10	264	0,265	0,463	1,45	0,9	—	0,148
11	285	0,257	0,681	1,23	—	1,20	0,116

x_a – нижняя граница дисперсно-кольцевого режима течения, x_r – начало подрежима с рябью на пленке, $x_{\Delta p}$ – начало подрежима с микропленкой.

$$x_a = 2,7 \left[\frac{\rho_2 \sigma}{(\rho w)^2 D} \right]^{0,25} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{0,33} ; \quad x_r = 2 \left[\frac{\rho_2 \sigma}{(\rho w)^2 D} \right]^{0,25} ;$$

$$x_{\Delta p} = 0,15 \left(\frac{\sigma}{\rho w v_1} \right)^{0,5} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{0,25} \left(\frac{\sigma}{g \rho_1 D^2} \right)^{0,125} ;$$

$$x_{гр} = 0,18 \left(\frac{\sigma}{\rho w v_1} \right)^{0,5} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{0,25} \left(\frac{\sigma}{g \rho_1 D^2} \right)^{0,125} .$$

Эта модель дала хорошие результаты по определению момента осушения теплоотдающей поверхности парогенерирующего канала в нестационарных режимах по достижению толщиной пристенной пленки жидкости предельного значения, равного 0,08 мм [1]. Представляет интерес использовать эту модель для определения предельного значения среднеинтегральной толщины пристенной пленки жидкости в каналах с пучками стержней.

Результаты расчетов сравнивались с экспериментальными данными по кризису теплообмена в нестационарных режимах в вертикальном парогенерирующем канале с пучком из семи стержней диаметром 6 мм, обогреваемой длиной 0,6 м,

расположенных в треугольной упаковке с относительным шагом 1,08. В качестве тестовых были выбраны режимы с давлением 9,8 МПа, в диапазоне изменения тепловой нагрузки 0,2...0,6 МВт/м², с недогревом воды на входе 25...100 °С, с начальным значением массовой скорости теплоносителя на входе, равным 500 и 1000 кг/(м²·с), значением выходного паросодержания в момент кризиса $x_{\text{вых}} > 0,2$. В табл. 2 приведены результаты расчета времени до наступления кризиса теплообмена в нестационарных режимах с падением расхода теплоносителя.

Здесь $\tau_{cr(q)}$ – время до возникновения кризиса теплообмена, определенное по достижении теплового потока критического значения, рассчитанного по формуле (7), $\tau_{cr(x_{cr})}$ – время до возникновения кризиса теплообмена, определенное по достижению выходным паросодержанием критического значения и $\delta(\tau_{cr})$ – среднеинтегральная толщина пристенной пленки жидкости в момент возникновения кризиса теплообмена в эксперименте $\tau_{cr(\text{экс})}$.

Результаты расчетов показали, что в случае высоких выходных паросодержаний в момент кризиса ($x_{\text{вых}} > 0,6$) время до кризиса удовлетворительно определяется по достижению критического значения тепловой нагрузки, рассчитанного по формуле (7). Причем во всех режимах $\tau_{cr(\text{экс})} > \tau_{cr(q)}$. Среднеинтегральная толщина

пленки в момент кризиса в выходном сечении канала в таких режимах близка к предельному значению, равному 0,08 мм.

При меньших критических паросодержаниях (режимы 8–10) время до возникновения кризиса теплообмена $\tau_{cr(x_{cr})}$, определенное по достижению критического паросодержания, ближе к экспериментальному значению, чем $\tau_{cr(q)}$. Среднеинтегральная толщина пленки в режимах с $x_{\text{вых}} < 0,6$ более чем в два раза превышает предельное значение. В режиме 7, который характеризуется максимальным недогревом теплоносителя на входе, рассчитать время до возникновения кризиса теплообмена не удалось.

Характер изменения во времени толщины пристенной пленки жидкости в каналах с пучками стержней отличается от характера изменения толщины пленки в парогенерирующей трубе в аналогичных условиях. Так, в трубе при переходе к нестационарному режиму с уменьшением расхода теплоносителя на входе в начальный момент времени наблюдается небольшой рост толщины пристенной пленки жидкости, затем равномерное ее уменьшение и, наконец, резкое уменьшение вблизи кризиса (переход от режима с рябью на пленке к режиму микропленки) [1]. В трубе за время до возникновения кризиса теплообмена пристенная пленка жидкости проходит все стадии взаимодействия с парокапельным ядром потока от разбухания до микропленки. В каналах с пучками стержней характер изменения толщины пленки в сечении кризиса равномерный с небольшим увеличением в начальный момент времени.

В режимах с начальным значением массовой скорости на входе 500 кг/м²·с в момент кризиса толщина пленки значительно превышает предельное значение, равное 0,08 мм. Режимы с малыми массовыми скоростями нуждаются в дополнительном экспериментальном исследовании.

Выводы

При высоких выходных паросодержаниях в момент кризиса ($x_{\text{вых}} > 0,6$) время до возникнове-

ния кризиса теплообмена удовлетворительно определяется по достижению теплового потока критического значения, рассчитанного по формуле (7).

При меньших критических паросодержаниях время до возникновения кризиса теплообмена, определенное по достижению критического паросодержания, ближе к экспериментальному значению, чем $\tau_{cr(q)}$.

Отсутствие достаточного количества экспериментальных данных по кризису теплообмена в нестационарных условиях не позволяет сделать окончательный вывод о предпочтительности использования различных стационарных корреляций для расчета времени до возникновения кризиса теплообмена в пучках стержней.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ковецкая М.М., Колесниченко Ю.М., Богорош А.Т. Особенности нестационарного кризиса теплообмена в вертикальных парогенерирующих каналах// Промышленная теплотехника. – 2007. Т. 27, № 1. – С. 43–48.
2. Делайе Дж., Гио М., Ритмюллер М. Теплообмен и гидродинамика в атомной и тепловой энергетике. – М.: Энергоиздат, 1984. – 424 с.
3. Кузнецов Ю.Н. Теплообмен в проблеме безопасности ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 296 с.
4. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 376 с.
5. Осмачкин В.С., Лыцова Н.И. О расчете критических тепловых нагрузок в пучках стержней. – Препринт ИАЭ-2204. – М.: 1972. – 24 с.
6. Смолин В.Н. Модель механизма кризиса теплоотдачи при движении пароводяной смеси и методика расчета кризисных условий в трубчатых ТВЭЛ. / Труды международного семинара “Теплофизика – 74”. – М.: СЭВ, 1974. – С. 209–225.

Получено 31.10.2008 г.