

КРИЗИС ТЕПЛОТДАЧИ В ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВОМ РЕЖИМЕ ТЕЧЕНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ МАССОВЫХ ПАРСОДЕРЖАНИЯХ И СКОРОСТЯХ ПОТОКА

АННОТАЦИЯ

Предложена простая физическая модель кризиса теплоотдачи в дисперсно-кольцевом режиме течения и на ее основе получено расчетное соотношение для критической плотности теплового потока в случае высоких массовых паросодержаний и скоростей потока. Проведено сопоставление результатов расчета по предложенному соотношению с данными скелетных таблиц по $q_{кр}$ при кипении в каналах в условиях вынужденного движения воды и азота.

Показано, что в диапазонах режимных параметров: $3000 \leq \rho w \leq 8000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$; $0,1 \leq p \leq 20 \text{ МПа}$; $0,4 \leq x \leq 0,9$ имеет место вполне удовлетворительное их согласование.

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на всю сложность такого явления как кризис теплоотдачи при кипении в условиях вынужденного течения, в последнее время, совершенно очевидно, в этом вопросе наметился определенный прогресс. Это касается, прежде всего, кризиса теплоотдачи в режиме пузырькового кипения, механизм наступления которого стал более ясен. Соотношения, полученные на основе модельных представлений [1, 2], позволяют с необходимой для практики точностью проводить расчет критической плотности теплового потока как недогретых, так и насыщенных жидкостей в широком диапазоне изменения давления и массовой скорости потока.

Успехи в изучении механизма кризиса теплоотдачи в дисперсно-кольцевом режиме течения, когда массовые паросодержания достаточно высоки, на сегодня, как нам представляется, не столь очевидны. Это связано, прежде всего, со сложнейшими процессами влагообмена между дисперсным ядром потока и волнообразной, кипящей или гладкой (в зависимости от режимных параметров) пленкой жидкости на стенке, сопровождающимися наступлением кризиса.

Неоднократные попытки предложить механизм этого вида кризиса теплоотдачи [3, 4], включающий все многообразие сопутствующих ему явлений (срыв капель с гребней волн или унос их в ядро потока при кипении пленки, выпадение капель из ядра потока или отбрасывание их встречным потоком пара, образовавшимся при испарении пленки), и получить при этом надежную расчетную методику представляется задачей мало реальной. Целесообразнее, по-видимому, рассмотреть некоторые частные или предельные случаи, такие, например, как высокие массовые паросодержания потока с микропленкой на стенке канала или дисперсно-кольцевой

режим с толстым кипящим слоем на стенке при сравнительно невысоких паросодержаниях. В первом случае будем иметь тонкую гладкую некипящую пленку на стенке и дисперсное ядро потока. Во втором – практически пузырьковое кипение в кольцевом канале, одной из стенок которого является межфазная поверхность: кипящий слой – дисперсное ядро. И в том и другом случае это более простые модели, позволяющие надеяться на получение результатов в виде несложных расчетных зависимостей, хотя и ограниченных в применении определенным диапазоном режимных параметров.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В докладе рассмотрен один из упомянутых выше частных случаев, а именно, кризис теплоотдачи в дисперсно-кольцевом режиме течения при высоких массовых паросодержаниях и скоростях потока. В этом случае пленка жидкости на стенке гладкая, имеет малую толщину, и не кипит, а следовательно, отсутствует капельный унос с поверхности пленки. Наступление кризиса в таких условиях нередко называли кризисом гидравлического сопротивления [5], поскольку с ростом паросодержания потери давления на трение уменьшались. Предполагается, что в предкризисном режиме пленка жидкости формируется каплями, выпадающими на стенку из дисперсного ядра потока. Поскольку при высоких скоростях потока размеры капель очень малы (меньше толщины вязкого подслоя дисперсного потока), то их кинетическая энергия недостаточна, чтобы преодолеть вязкий подслей с движущимися в нем вдоль стенки каплями жидкости, и достичь стенки. Поэтому выпадение капель на стенку возможно только в момент разрушения (обновления) вязкого подслоя [2], происходящего периодически с интервалом:

$$\tau_* \approx 110 v'' / \left(u_*^2 (\rho''/\rho')^n \right). \quad (1)$$

Здесь $(\rho''/\rho')^n$ – эмпирическая поправка, учитывающая дополнительную диссипацию турбулентной энергии за счет диспергированности потока.

Сформированная на стенке пленка жидкости испаряется вплоть до очередного акта обновления вязкого подслоя. Таким образом, толщина пленки периодически изменяется от некоторой максимальной величины до минимальной. Это должно приводить к периодическим изменениям температуры стенки, что неоднократно наблюдалось в экспериментах по изучению кризисов в дисперсно-кольце-

вых режимах течения. Если за период τ_* пленка жидкости испарится полностью, то это приведет к кризису теплоотдачи. Критическую плотность теплового потока при этом можно определить из соотношения

$$q_{кр} = r\rho' \frac{\delta_{пл}}{\tau_*}, \quad (2)$$

где $\delta_{пл}$ – максимальная толщина пленки, образованная выпавшими на стенку каплями в момент обновления вязкого подслоя. Она определяется размером капель $d_{кап}$ и количеством капель, выпавших на стенку в некотором сечении канала в момент обновления вязкого подслоя, $N_{вып}$ и диаметром канала d_r :

$$\delta_{пл} = N_{вып} \frac{d_{кап}^2}{4d_r}. \quad (3)$$

Предполагается, что количество выпавших на стенку капель пропорционально общему числу капель в потоке $N_{кап}$ в некотором сечении канала. Определить $N_{кап}$ можно в общем случае из выражения

$$N_{кап} = \frac{F_r - F_{пл} - \phi F_r}{\pi d_{кап}^2 / 4} = \left(\frac{d_r}{d_{кап}} \right)^2 (1 - \phi) - \frac{4F_{пл}}{\pi d_{кап}}, \quad (4)$$

где F_r и $F_{пл}$ – соответственно площадь сечения канала и часть площади сечения канала, занятая жидкой пленкой до выпадения капель из потока.

Поскольку выпадение капель на стенку происходит в момент очередного обновления вязкого подслоя, когда испаряющаяся пленка имеет наименьшую толщину, то вторым слагаемым в (4) можно пренебречь и (3) преобразовать к виду:

$$\delta_{пл} = C_1 N_{кап} \frac{d_{кап}^2}{d_r} = C_1 d_r (1 - \phi). \quad (5)$$

Если коэффициент гидравлического сопротивления рассчитывать, как для турбулентного течения в трубе с гладкими стенками ($\xi = 0,316 Re^{-0,25}$), то динамическая скорость газа в (1) может быть найдена из соотношения:

$$u_* = w'' \sqrt{\frac{\xi}{8}} = 0,2 \frac{w''^{\frac{7}{8}} v''^{\frac{1}{8}}}{d_r^{\frac{1}{8}}}. \quad (6)$$

Истинное объемное паросодержание можно определить из формулы

$$\phi = \left(1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho''}{\rho'} \right)^{-1}. \quad (7)$$

В (7) не учтено скольжение фаз, что в рассматриваемых условиях, когда капли малы, их форма близка к сферической и массовая скорость велика, можно считать вполне приемлемым допущением.

С учетом (1), (5) и (6) выражение (2) преобразуется к виду

$$q_{кр} = C_1 r \left(\frac{d_r}{v'' \rho''} \right)^{0,75} \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0,8} \rho w^{1,75} (1 - \phi). \quad (8)$$

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

При определении констант n в (1) и C_1 в (8) использовались данные скелетных таблиц (СТ) [6]. Всего было сопоставлено с расчетом по (8) более 900 значений $q_{кр}$ для давлений $p = 0,1 \dots 20$ МПа, паросодержаний $x = 0,4 \dots 0,9$ в диапазоне массовых скоростей $\rho w = 3000 \dots 8000$ кг/(м²·с). Этим режимным параметрам в наибольшей степени отвечала, по нашему мнению, структура потока, представленная выше при описании модели. При численных значения подобранных констант $n = 0,2$ и $C_1 = 3,2 \cdot 10^{-9}$ среднеарифметическое и среднеквадратичное отклонения данных скелетных таблиц от расчетных значений составили соответственно – 0,024 и 0,26. При этом свыше 90% данных СТ для воды отклоняются от рассчитанной по (8) кривой не более, чем на 35%. В качестве примера на рис. 1 приведены результаты сопоставления расчетов по (8) с данными СТ для воды.

Проведено также сопоставление результатов расчета по (8) с некоторыми данными скелетных таблиц для азота [7] (рис. 2). Здесь же приведена кривая, полученная пересчетом данных СТ для воды ($p \approx 8,3$ МПа) на азот ($p \approx 1$ МПа) в соответствии с геометрическими и термодинамическими критериями подобия [8]:

$$\left[\rho w^2 / \left(\frac{\rho' \sigma}{d_r} \right) \right]_{N_2} = \left[\rho w^2 / \left(\frac{\rho' \sigma}{d_r} \right) \right]_{H_2O}, \quad x_{N_2} = x_{H_2O},$$

$$\left[\frac{\rho'}{\rho''} \right]_{N_2} = \left[\frac{\rho'}{\rho''} \right]_{H_2O}, \quad \left[\frac{q_{кр}}{r \rho w} \right]_{N_2} = \left[\frac{q_{кр}}{r \rho w} \right]_{H_2O}.$$

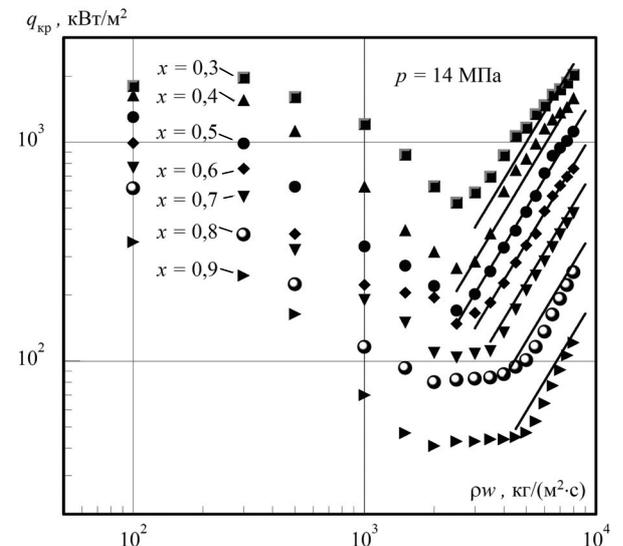


Рис. 1. Сопоставление данных [6] с расчетом по (8) при $p = 14$ МПа и различных значениях x

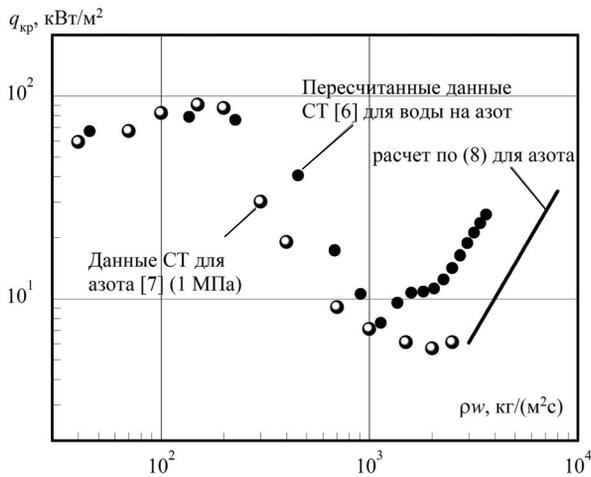


Рис. 2. Сопоставление данных [7] ($x = 0,9$) с расчетом по (8) и с результатами пересчета $q_{кр}$ с H_2O на N_2 [8]

Результаты сравнения говорят о том, что использование критериев подобия для пересчета данных СТ для воды на другие жидкости не всегда дает приемлемые результаты. Очевидно также, что данные СТ для азота не соответствуют тому диапазону скоростей, который характерен для рассматриваемого в работе случая. Тем не менее, из рис. 2 хорошо видно, насколько удачно экстраполирует рассчитанная по (8) кривая данных СТ для азота в область более высоких массовых скоростей, что косвенно также подтверждает работоспособность предложенной модели.

Как видно из рис. 1 и 2 при массовых скоростях ниже ($3000 \dots 4000$) $кг/(м^2 \cdot с)$ характер зависимости $q_{кр}$ от ρw становится более сложным и тот простой механизм влагообмена между ядром потока и пленкой жидкости на стенке, который был принят в модели, перестает работать.

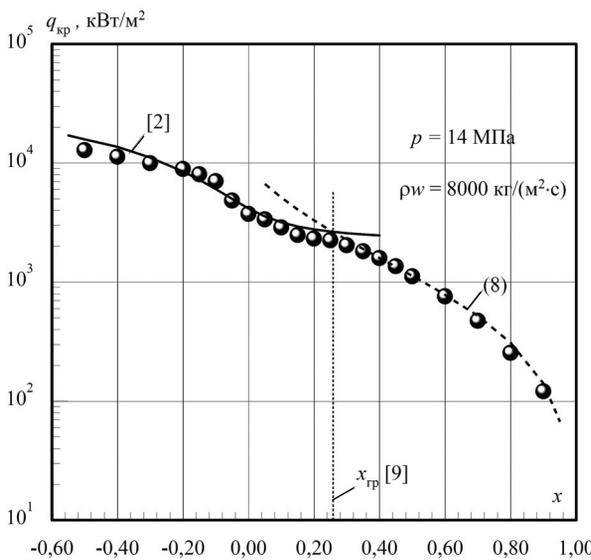


Рис. 3. Сопоставление данных [6] с расчетом по (8) (пунктирная линия) и [2] (сплошная линия) при $p = 14$ МПа и $\rho w = 8000$ $кг/(м^2 \cdot с)$

На рис. 3–6 в координатах $q_{кр} - x$ проведено сравнение данных СТ для воды [6] с формулой (8) для дисперсно-кольцевого режима течения с гладкой пленкой на стенке и с соотношением для пузырькового режима, представленным нами ранее в [2]. Граничные паросодержания рассчитаны по [9].

Результаты сравнения говорят о том, что при относительных давлениях $p/p_{кр} > 0,5$ и высоких массовых скоростях (рис. 3 и 4) соотношения (8) и [2] перекрывают практически весь диапазон СТ для воды по балансовому паросодержанию. При $p/p_{кр} \leq 0,5$ (рис. 5 и 6) имеется область, относящаяся, вероятнее всего, к дисперсно-кольцевому режиму с кипящей пленкой или пузырьковым слоем на стенке канала, которая не описывается ни одним из этих соотношений.

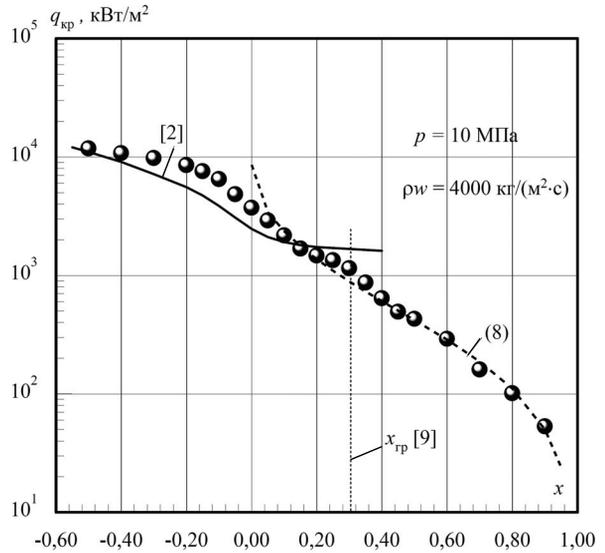


Рис. 4. Сопоставление данных [6] с расчетом по (8) (пунктирная линия) и [2] (сплошная линия) при $p = 10$ МПа и $\rho w = 4000$ $кг/(м^2 \cdot с)$

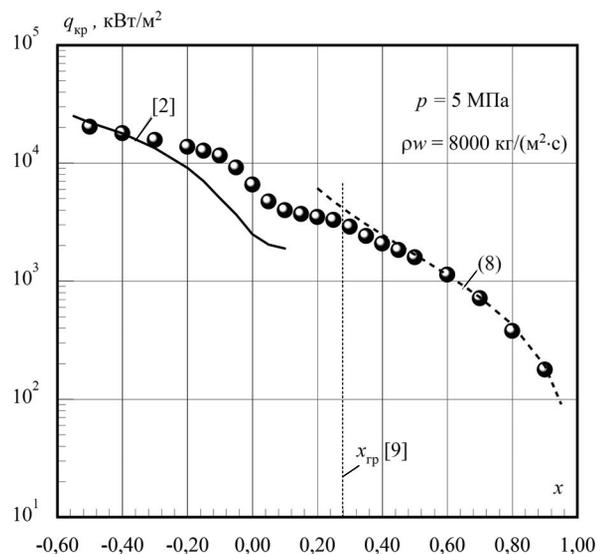


Рис. 5. Сопоставление данных [6] с расчетом по (8) (пунктирная линия) и [2] (сплошная линия) при $p = 5$ МПа и $\rho w = 8000$ $кг/(м^2 \cdot с)$

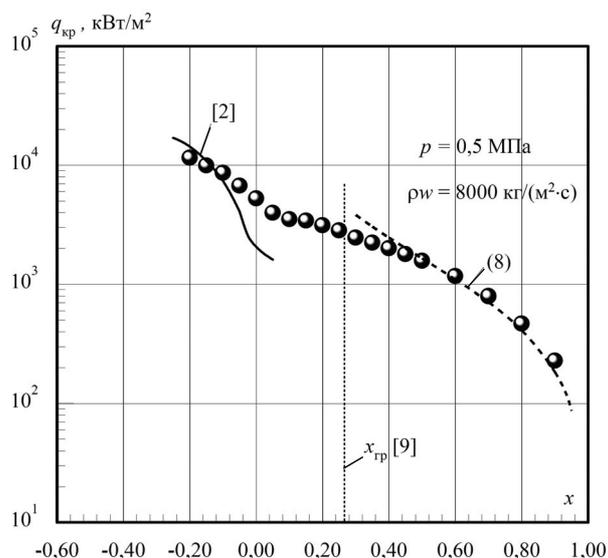


Рис. 6. Сопоставление данных [6] с расчетом по (8) (пунктирная линия) и [2] (сплошная линия) при $p = 0,5$ МПа и $\rho w = 8000$ кг/(м²·с)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в работе механизм наступления кризиса дает вполне удовлетворительный результат в широком диапазоне давлений (для воды $p = 0,1 \dots 20$ МПа) и массовых паросодержаний $x \geq 0,4$, но охватывает сравнительно узкую область массовых скоростей $3000 \dots 8000$ кг/(м²·с). Чтобы расширить диапазон применения предложенной модели на область средних и малых скоростей, в которой зависимость $q_{кр}$ от ρw имеет значительно более сложный характер, необходимо учесть изменения в механизме уноса-выпадения капель на стенку с уменьшением скорости потока.

Работа выполнена в рамках Президентского Гранта поддержки ведущих научных школ НШ - 7763.2006.8.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

q – плотность теплового потока, Вт/м²;
 p – давление, МПа;
 x – массовое расходное или балансовое паросодержание;
 φ – истинное объемное паросодержание;
 F – площадь поперечного сечения канала, м²;
 ρw – массовая скорость потока, кг/(м²·с);
 τ_* – период обновления вязкого подслоя, с;
 u_* – динамическая скорость, м/с;
 ν – динамическая вязкость, м²/с;

ρ – плотность, кг/м³;
 r – удельная теплота парообразования, Дж/кг;
 δ – толщина, м;
 d – диаметр, м;
 N – количество капель в сечении канала;
 w – средняя скорость, м/с;
 ξ – коэффициент гидравлического сопротивления;
 σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м.

Индексы:

' , " – жидкость и пар соответственно;
 пл – пленка;
 вып – выпавший;
 г – гидравлический;
 кап – капля;
 кр – критический;
 гр – граничный.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ягов В.В., Пузин В.А. Кризис кипения в условиях вынужденного движения недогретой жидкости // Теплоэнергетика. 1985. №10. С. 52–55.
2. Захаров С.В., Павлов Ю.М. Методика расчета критической плотности теплового потока при пузырьковом кипении жидкостей в каналах // Теплоэнергетика. 2004. №3. С. 72–78.
3. Celata G.P., Mishima K., Zummo G. Critical heat flux prediction for saturated flow boiling of water in vertical tubes // Intern. Journal of Heat and Mass Transfer. 2001. No. 44. P. 4323–4333.
4. Okawa T., Kataoka A., Naito M. Prediction of critical heat flux in annular flow using a film flow model // Journal of Nuclear Science and Technology. 2003. Vol. 40. No. 6. P. 388–396.
5. Левитан Л.Л. Кризис высыхания в дисперсно-кольцевом режиме течения // Двухфазные потоки. Теплообмен и гидродинамика. Л.: Наука. Ленингр. отд-ние. 1987. С. 169–186.
6. Скелетная таблица версии 1995 г. для расчета критического теплового потока в трубах / В.П. Бобков, В.Н. Виноградов, Д. Гренивельд и др. // Теплоэнергетика. 1997. №10. С. 43–53.
7. Аль-Абуд Ф. Экспериментальные исследования и построение рекомендованных значений критической плотности теплового потока при вынужденном движении двухфазного потока азота в равномерно обогреваемом вертикальном канале: Дис. ... канд. техн. наук. М.: МЭИ, 1991.
8. Pioro I.L., Groeneveld D.C., Cheng S. e.c. Comparison of CHF measurements in R-134a cooled tubes and the water CHF look-up table // Intern. J. heat mass transfer. 2001. Vol. 44. P. 73 – 88.
9. Ивашкевич А.А. Обобщение опытных данных по кризису кипения при вынужденном течении воды в трубах // I Рос. нац. конф. по теплообмену. 1994. Т. IV. С. 134 – 138.