

МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕНА В ЗАКРИЗИСНОЙ ОБЛАСТИ ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВОГО ПОТОКА

АННОТАЦИЯ

В работе предложена новая зависимость для коэффициента теплообмена парокapельного потока со стенкой канала в закризисной области течения, учитывающая испарение капель вблизи перегретой стенки. Проведено численное решение уравнений сохранения и теплообмена как с предложенной зависимостью, так и с привлечением известных аппроксимационных зависимостей для коэффициента теплообмена. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными показывает хорошее их соответствие, а тем самым обосновывает адекватность предложенного подхода.

1. ВВЕДЕНИЕ

Надежность и эффективность работы прямоточных парогенераторов атомных и тепловых электростанций во многом зависит от предсказания значения температурного скачка в точке кризиса, а также от температурного режима парогенерирующих труб в закризисной зоне. Поэтому исследование процессов в зоне «ухудшенного теплообмена» началось давно, однако по мере накопления экспериментальных данных на передний план выдвигались те составляющие сложной картины закризисного теплообмена, которые казались на данном этапе наиболее адекватными полученным данным. Так уже при классификации кризисов теплообмена было ясно, что кризис второго рода, возникающий при высыхании пленки жидкости на стенке канала в дисперсно-кольцевом потоке, сопровождается тремя механизмами теплообмена: теплообменом капель с паром, капель со стенкой и пара со стенкой канала [1]. В отечественной литературе принято говорить о двухступенчатом описании процесса теплоотдачи: от стенки к пару и непосредственно к каплям – первая ступень, от пара к взвешенным в нем каплям – вторая. Однако, как было показано, значение капельного теплоотода уменьшается с ростом температуры стенки экспоненциально. Более того, при температуре стенки канала, превышающей температуру Лейденфроста, капли со стенкой вообще не контактируют. Поэтому подходы к расчетам процесса теплообмена в закризисной области разделились на два основных класса. К одному относятся расчетные методики, которые основываются на пренебрежении контактом капель со стенкой и учете их испарения только в несущем паровом потоке при средней его температуре. При этом первая ступень теплоотдачи описывается либо с помощью коэффициентов теплообмена для чистого пара, либо с привлечением экспериментальных зависимостей

для дисперсно-парового потока [3,4]. Сводку различных зависимостей для коэффициентов теплообмена см., например, в [5]. Вторая ступень может включать детальное рассмотрение испарения капель [4], а может основываться на тех или иных аппроксимационных зависимостях для вычисления «истинного» паросодержания [3]. В любом случае пренебрежение капельным теплоотводом от стенки приводит к сильному огрублению описания закризисного теплообмена. Капли, хотя и не касаются перегретой поверхности канала, осуществляют непосредственный отвод тепла без посредника в виде несущего парового потока. Это связано с тем обстоятельством, что взаимодействующая с поверхностью канала капля сплющивается и «висит» только на собственном паре, образуя прослойку между испаряющейся поверхностью капли и перегретой поверхностью канала. Время такого «зависания» зависит от начального импульса капли, ее массы и температуры стенки, причем стенка может находиться под любым углом к направлениям силы тяжести и импульса капли. Попытками последовательного описания этих тонких процессов и объясняется возврат экспериментаторов к исследованию контактов отдельных капель с горячей стенкой.

К другому классу расчетных методик относятся подходы, в которых учитывается капельный теплоотвод на первой ступени (см., например, [1,2,6]). Такие подходы более последовательны и наиболее полно отражают физическую картину процесса, однако из-за ее сложности необходимым элементом расчетов являются дополнительные предположения о взаимодействии капель с перегретой поверхностью. Степень обоснованности этих предположений и различаются работы, принадлежащие к этому классу. Простейшим способом учета прямого капельного теплоотода от перегретой поверхности является предположение о том, что коэффициент теплоотдачи к каплям пропорционален зависимости для сфероида кипения капель и что площадь поперечного сечения взаимодействующих с поверхностью капель пропорциональна площади капель, содержащихся в единице объема потока [2]. Поскольку расчеты в [2] не проводились, а способ определения коэффициентов пропорциональности не определен, данная модель не может считаться замкнутой.

Более последовательным описанием прямой теплоотдачи от перегретой поверхности к каплям является моделирование либо массового потока испарения капель, как в [1], либо теплового потока, уноси-

мого каплями, как в [6]. Необходимо, однако, заметить, что сравнение расчетов с экспериментальными данными часто вынуждает авторов проводить дополнительные аппроксимации входящих в модель параметров. Именно так в [1] определяется поток испаряющихся на стенке капель, а в [6] – время взаимодействия капель с перегретой стенкой. Кроме того, в моделях часто используются недостаточно точно определяемые параметры. Так, например, часто возникает некоторый произвол в выборе теплоемкости пара в диапазоне температур от температуры насыщения до температуры стенки, а также в определении размера капель, достигающих стенки. В [6] способ введения шероховатости поверхности канала приводит к нефизичной асимптотике: на гладких трубах уносимый каплями тепловой поток становится бесконечным.

Все это не дает оснований считать проблему закризисного теплообмена окончательно решенной. Поэтому в работе предложен новый подход, причем развиваемая модель по указанной выше классификации относится ко второму классу расчетных методик.

2. ПРЕДЛАГАЕМАЯ МОДЕЛЬ

В настоящей работе осуществляется моделирование непосредственного теплообмена капель и перегретой поверхности канала без их контакта. Предлагаемый подход основан на хорошо апробированном эмпирическом описании охлаждения поверхностей струями распыленной жидкости [7]. При этом в отличие от [1], где предполагается полное испарение капель, здесь автоматически учитывается тот факт, что при взаимодействии с перегретой стенкой капля теряет только часть своей массы.

Как и в любой из методик, моделирующих непосредственное взаимодействие капель с перегретой поверхностью, разобьем тепловой поток от стенки канала на две компоненты: теплоотвод за счет капель и конвективный теплоотвод за счет несущего пара. Кроме того, в соответствии с одномерным гидравлическим подходом будем учитывать, что каждый из механизмов теплоотвода с единицы поверхности канала действует лишь в среднем в той своей части, какую составляют капли или пар в общем парокпельном потоке. Тогда в закризисной области тепловой поток, отводимый со стенки канала, можно представить в виде

$$q = q_c(1-x) + q_v x, \quad (1)$$

где q_c - тепловой поток, отводимый каплями, без учета несущего пара; q_v - тепловой поток, отводимый паром, без учета капель; x - массовое паросодержание.

В свою очередь, q_c определяется с помощью числа Нуссельта Nu_c в «несмачивающем» режиме взаимодействия капель с охлаждаемой ими поверхностью [7]:

$$q_c = Nu_c \lambda_l (T_w - T_s) / (d/2), \quad (2)$$

где $Nu_c = 0.44 K^{0.45} We^{0.12}$; $K = r / c_{pl} (T_w - T_s)$,

$We = j^2 (d/2) / \rho_l \sigma$ - число Вебера, определенное по массовому потоку капель, движущихся к стенке. Все параметры соответствуют температуре насыщения.

Массовый поток капель, движущихся к стенке канала, может быть получен с помощью зависимости для турбулентного осаждения j_t (например, [8]):

$$j = \alpha \rho_l u_* j_t, \quad (3)$$

где

$$j_t = 4 \Sigma \tau_* / (1 + (\sqrt{2/\pi} + 2\sqrt{2\pi}) \sqrt{\Sigma \tau_*}). \quad (4)$$

Здесь u_* - динамическая скорость, определяемая напряжением трения пара на стенке канала; Σ - отношение среднего квадрата радиальной пульсации скорости к квадрату динамической скорости, $\tau_* = 2 \tau u_* / D$; $\tau = d^2 (\rho_l + 0.5 \rho_v) / 18 \mu_v$ - время динамической релаксации капли.

В интересующих нас условиях, когда число Прандтля невелико, для описания теплообмена пара со стенкой хорошо зарекомендовала себя следующая зависимость для числа Нуссельта [1]:

$$Nu_v = 0.023 Re_f^{0.8} Pr_f^{0.4}. \quad (5)$$

Индекс « f » означает, что параметры пара вычислены по средней температуре $T_f = (T_w + T_v) / 2$.

Таким образом, в (1) будем иметь

$$q_v = Nu_v \lambda_f (T_w - T_v) / D. \quad (6)$$

Для определения температуры стенки канала из уравнения (1) при заданном тепловом потоке q необходимо знать паросодержание и температуру пара, которые получаются из решения соответствующих уравнений:

$$\frac{dx}{dz} = \frac{4}{D g_0} \left(\frac{1.5 q_d \alpha}{r(d/D)} + j_w \right); \quad (7)$$

$$\frac{d\tilde{h}_v}{dz} = \left(\frac{4}{D} \frac{q}{g_0 r} - \frac{dx}{dz} (1 + \tilde{h}_v) \right) / x. \quad (8)$$

Здесь g_0 - плотность массового расхода парокпельного потока; q_d - тепловой поток, идущий на испарение капли в ядре потока, $j_w = q_c(1-x) / r(1 + \tilde{h}_v(T_{sf}))$ - вклад в паросодержание за счет испарения капель вблизи стенки. При определении j_w учитывается, что собственный пар капли, образующий прослойку между поверхностью капли и горячей стенкой канала, имеет среднюю температуру $T_{sf} = (T_w + T_s) / 2$. Энтальпия пара \tilde{h}_v нормирована на удельную теплоту парообразования и отсчитывается от энтальпии насыщения, а точка высыхания пленки принимается за начало расчетов ($z=0$).

Объемная концентрация капель определяется зависимостью:

$$\alpha = \left(1 + \frac{\rho_l u_d x}{\rho_v u_v (1-x)}\right)^{-1} \quad (9)$$

Учет скорости витания капли внесет поправку в (9), не превышающую доли процента, поэтому будем далее полагать, что средняя скорость капель совпадает со средней скоростью пара. Что же касается влияния относительной скорости на теплообмен капель с паром, то гораздо более существенным будет вклад за счет турбулентных пульсаций [9]:

$$Nu_d = 2 + 0.6Pr^{1/3} Re_{\omega}^{1/2} H_f \quad (10)$$

Все свойства пара берутся при средней температуре между температурой пара и температурой насыщения, $H_f = \{1 + [(1 + 0.3Re_{\omega}^{0.5}) / 6\pi(\tau/T_E)]^2\}^{-0.25}$ - коэффициент релаксации капли, $T_E = l_E / 0.8u_*$ - временной эйлеров масштаб, $2l_E / D = 5.028 \cdot 10^{-4} \times Re_D^{0.509}$ - пространственный эйлеров масштаб, $Re_{\omega} = 0.8u_* d \rho_v / \mu_v$, $Re_D = u_v D \rho_v / \mu_v$.

Сложный процесс формирования среднего диаметра капель за счет неустойчивого дробления, коагуляции и испарения моделируется апробированной аппроксимационной зависимостью [10]:

$$\frac{d}{D} = 0.008 \frac{Re_D^{2/3}}{We_D} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{1/3} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{2/3} \quad (11)$$

где $We_D = \rho_v u_v^2 D / \sigma$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1-3 представлено сравнение температуры стенки канала, полученной в результате расчета по предложенной методике, с экспериментальными данными [3]. В соответствие с представлением измерений в [3] на рисунках независимой переменной является приведенная энтальпия $h = x(1 + \tilde{h}_v)$. Кроме точек эксперимента на рисунках представлены также расчеты по коэффициентам теплообмена дисперсно-кольцевых потоков в зоне «ухудшенного теплообмена», предложенные Миропольским [3] и Хейнеманом (цитируется по [4]) на основании обработки собственных экспериментальных данных. Отметим, что зависимость Хейнемана апробирована также сравнением с данными других авторов ([4]).

Все рисунки демонстрируют хорошее соответствие сравниваемых величин. Некоторое расхождение расчетов с экспериментальными точками наблюдается при больших потоках на рис.2. Здесь следует подчеркнуть, что именно в этой области поведение экспериментальных данных качественно отличается от данных при других давлениях. Возможно, это следствие обработки результатов эксперимента. Так, в [3] полагается, что рост температуры стенки

начинается только при полном испарении капель, и в этой области используется коэффициент теплообмена для чистого пара. Расчеты же показывают, что температура стенки начинает расти раньше, когда капля уже недостаточно для осуществления эффективного теплоотвода.

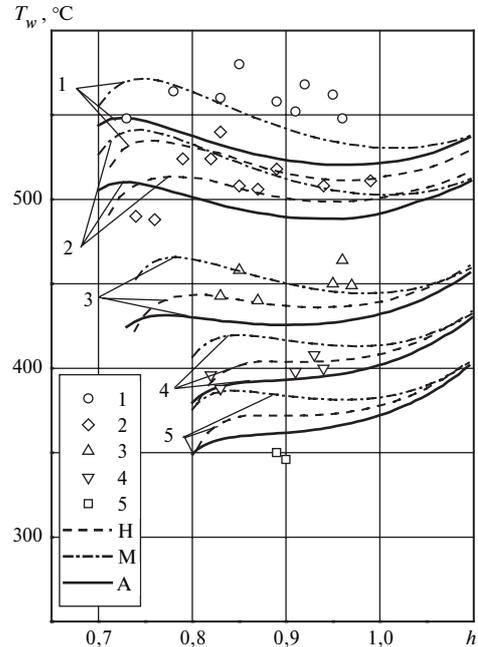


Рис. 1. Зависимость температуры стенки трубы от приведенной энтальпии h и теплового потока q : $p=4$ МПа, $g_0=1200$ кг/(м²·с). Значками обозначены экспериментальные данные Миропольского; линии - результаты расчетов по различным зависимостям для числа Нуссельта: Н - Хейнемана, М - Миропольского, А - авторов; q , МВт/м²: 1 - 1.05, 2 - 0.933, 3 - 0.7, 4 - 0.5833, 5 - 0.4667

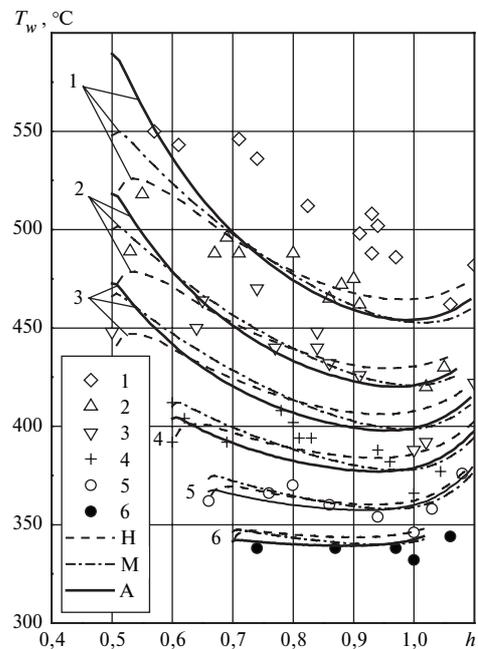


Рис.2. Зависимость температуры стенки трубы от приведенной энтальпии h и теплового потока q : $z=10$ МПа, $g_0=1400$ кг/(м²·с). Обозначения соответствуют рис. 1; q , МВт/м²: 1 - 0.875, 2 - 0.7, 3 - 0.5833, 4 - 0.4667, 5 - 0.35, 6 - 0.233

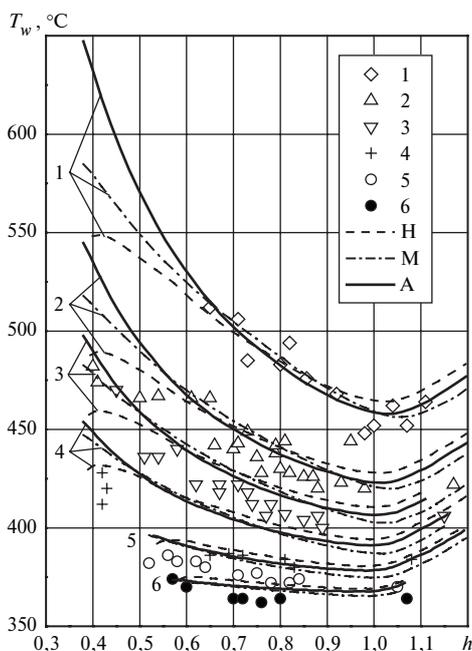


Рис. 3. Зависимость температуры стенки трубы от приведенной энтальпии h и теплового потока q ; $p=17$ МПа, $g_0=1400$ кг/(м²·с). Обозначения соответствуют рис. 1; q , МВт/м²: 1 – 0.933, 2 – 0.7, 3 – 0.5833, 4 – 4667, 5 – 0.35, 6 – 0.233

Интересным результатом расчетов является падение вклада капельного теплоотвода с ростом внешнего теплового потока. Это связано с ростом импульса пара капли, что и ведет к более быстрому ее отбрасыванию от перегретой поверхности канала. При этом капля теряет несущественную часть своей массы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная зависимость для коэффициента теплообмена парок капельного потока в закризисной области позволяет получать температуру поверхности канала, согласующуюся с экспериментальными данными в широком диапазоне давлений. Важной особенностью данной методики является то обстоятельство, что, будучи основанной только на средних потоковых характеристиках пара и капель, она описывает такой тонкий физический эффект, как уменьшение капельного теплоотвода с ростом подводимого к поверхности контакта теплового потока.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- D — диаметр канала, м;
 - T — температура, К;
 - c — удельная теплоемкость, Дж/(кг·К);
 - d — средний диаметр капель, м;
 - j — массовый поток капель; кг/(с·м²);
 - q — тепловой поток, Вт/м²;
 - r — удельная теплота парообразования воды, Дж/кг;
 - α — объемная концентрация капель;
 - λ — теплопроводность, Вт/(м·К);
 - μ — динамическая вязкость, Па·с;
 - ρ — плотность, кг/м³;
 - σ — поверхностное натяжение воды, Н/м.
- Индексы:
- c — параметры капель;
 - l — параметры жидкости;
 - s — параметры температуры насыщения;
 - v — параметры пара;
 - w — обозначения стенки канала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Теплообмен** в закризисной зоне парогенерирующего канала / В.М. Боришанский, А.А. Андреевский, Г.С. Быков и др. // Сб. Кризисы теплообмена и околокритическая область / Под ред. В.М. Боришанского. Л.: Наука, 1977. 201 с.
2. **Стырикович М.А., Полонский В.С., Циклаури Г.В.** Теплообмен и гидродинамика в двухфазных потоках атомных электрических станций. М.: Наука, 1982. 370 с.
3. **Миропольский З.Л.** Теплоотдача при пленочном кипении пароводяной смеси в парогенерирующих трубах// Теплоэнергетика. 1963. №5. С.49.
4. **Saha P.** A nonequilibrium heat transfer model for dispersed droplet post-dryout regime // Int. J. Heat Mass Transfer. 1980. V. 23. P.483.
5. **Скелетная** таблица для коэффициента теплообмена в закризисной области при течении воды в трубах / П.Л. Кириллов, И.П. Смогалева, А.А. Ивашкевич и др. // Препринт ФЭИ-2525. Обнинск: ФЭИ, 1996.
6. **Нигматулин Б.И., Кухаренко В.Н.** Теплоотдача в закризисной области теплообмена в парогенерирующем канале с парок капельным потоком//ТВТ. 1991. Т.29. №3. С.557.
7. **Исаченко В.П., Кушнурев В.И.** Струйное охлаждение. М.: Энергоатомиздат, 1984. 216 с.
8. **Алипченков В.М., Зайчик Л.И.** Осаждение инерционных частиц из турбулентного потока в трубе// Изв. РАН. МЖГ. 1998. №2. С.68.
9. **Мостинский И.Л., Ламден Д.И., Стоник О.Г.** Влияние пульсаций потока на теплообмен с частицами// ТВТ. 1983. Т.21. №6. С.752.
10. **Kataoka I., Ishii M., Mishima K.** Generation and size distribution of droplets in annular two-phase flow// J. Fluids Eng. 1983. V.105. №2. P.230.