

УДК 536.24

## ТЕПЛООБМЕН ПРИ РАЗВИТОМ ПУЗЫРЬКОВОМ КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ

С.Л. СОЛОВЬЕВ

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Проанализирован механизм переноса теплоты при развитом пузырьковом кипении жидкости на гладкой поверхности, при котором определяющую роль играет испарение макропленки. На основе предложенной физической модели поведения макропленки жидкости и выполненного расчета испаряющегося мениска получено приближенное выражение для прямого расчета теплообмена при развитом пузырьковом кипении. Согласно модели, теплоотвод от греющей стенки осуществляется через пленку жидкости, существующую под паровыми конгломератами вплоть до кризиса. Движение жидкости в пленке происходит под действием капиллярных сил. Путем совместного решения уравнений движения и переноса теплоты в макропленке получено выражение для профиля жидкости в окрестности активного центра кипения. Результаты расчетов теплоотдачи и толщины пленки хорошо согласуются с опытными данными.

В настоящее время считается общепризнанным, что режим развитого пузырькового кипения составляет практически 80 – 90 % всего диапазона пузырькового кипения по тепловому потоку. Иными словами, развитый режим кипения имеет место при тепловых нагрузках  $q > (0,1 - 0,2)q_{кр1}$ . В этом режиме пузыри, взаимодействуя, сливаются друг с другом, в результате чего вблизи обогреваемой поверхности образуются мощные конгломераты пара (“грибы”). В то же время в непосредственной близости от стенки существует зона с повышенным содержанием жидкости, располагающаяся на поверхности нагрева в виде макропленок, пронизанных паровыми стволами (рис.1), связывающими паровой гриб и поверхность нагрева [1 – 7]. Каждый гриб поддерживается несколькими паровыми стволами. Доля сухих пятен ( $\varphi_v$ ) крайне мала и составляет для воды по данным [8, 9] соответственно

$$\varphi_v = 0,0584(\rho_{п} / \rho_{ж})^{0,2} \quad (1)$$

и

$$\varphi_v = 6,206 \cdot 10^{-4} q^{0,25}. \quad (2)$$

Для воды при  $P_s = 0,1$  МПа и  $q = 10^6$  Вт/м<sup>2</sup> значения  $\varphi_v$ , рассчитанные по (1) и (2), крайне малы и равны 0,013 и 0,020. Таким образом, можно утверждать, что вплоть до кризиса жидкость (в виде макропленки) смачивает практически всю поверхность нагрева. Интенсивность теплообмена при кипении в этом режиме определяется в первую очередь толщиной макропленки (в отличие от режима изолированных пузырей, где важную роль играет испарение микрослоя под растущим пузырем пара).

Толщина макропленки определялась во многих работах: оптическими методами [10], с помощью измерения электрического сопротивления [2, 4, 5], гамма-денситометрами и другими методами. По данным этих исследований,

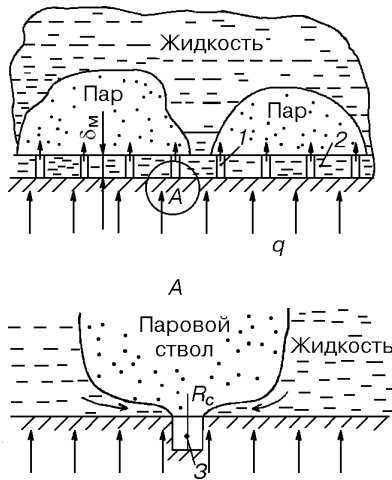


Рис. 1. Схема теплообмена в пристенной области при развитом пузырьковом кипении на гладкой поверхности.

1 — паровой ствол, 2 — макропленка, 3 — активный центр.

значение толщины макропленки лежит в пределах от 10 до 500 мкм, причем с ростом теплового потока  $q$  толщина уменьшается пропорционально  $q^{-0,5}$ , по данным [1], и как  $q^{-n}$ , где  $1 < n < 2$ , по [5].

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к исследованию теплообмена в макропленке. При этом главные трудности возникают в определении зависимости толщины макропленки от температурного напора или от тепловой нагрузки. Здесь можно выделить наметившиеся в последнее время четыре основных пути решения поставленной задачи.

Авторы [8] предположили, что макропленка образуется вследствие слияния восходящих струй пара (из-за потери устойчивости) и ее толщина в предкризисном режиме определяется четвертой частью длины волны Гельмгольца:

Авторы [8] предположили, что макропленка образуется вследствие слияния восходящих струй пара (из-за потери устойчивости) и ее толщина в предкризисном режиме определяется четвертой частью длины волны Гельмгольца:

$$\delta_{пл} = \frac{\pi}{2} \sigma \varphi_v \frac{\rho_c + \rho}{\rho_c \rho} \left( \frac{\rho \cdot L_{fg}}{q} \right)^2,$$

где  $\varphi_v$  определяется согласно (1). Здесь  $\sigma$  — поверхностное натяжение,  $L_{fg}$  — теплота парообразования,  $\rho$  — плотность (индексы п и ж относятся соответственно к пару и жидкости). Однако полученные при таком подходе расчетные значения  $\delta_{пл}$  плохо согласуются с экспериментальными данными.

В работе [11] считается, что паровые струи сливаются, так как возрастает доля площади поперечного сечения, занимаемого паром вследствие испарения окружающего струю объема перегретой жидкости и объединения пузырей, движущихся по нормали от обогреваемой поверхности. Толщина пленки принимается равной высоте, на которой происходит слияние. В модель входят несколько постоянных, которые корректируются по данным экспериментов, что сильно затрудняет использование полученных результатов.

Авторы [12, 13] считают, что толщину пленки можно определить из условия слияния пузырей в процессе их роста. Количество “зачемленной” жидкости при объединении пузырей осредняется по всей обогреваемой поверхности. Предположив, что центры пузырей радиусом  $R$  находятся в вершинах квадрата со стороной  $2R$ , из простых геометрических соображений в [12] получено выражение

$$\delta_{пл} = R \left[ \cos \theta - \frac{\pi}{2} (3 \cos \theta - \cos^3 \theta) \right],$$

где  $\theta$  — краевой угол смачивания. Значение  $R$  рассчитывается через плотность центров парообразования. Остается непонятным, почему в момент объединения все четыре пузырька имеют одинаковые радиусы и располагаются строго в вершинах квадрата. Кроме того, при тепловых нагрузках, соответствующих развитому кипению, вообще нет отдельных пузырей.

Наиболее перспективными представляются подходы, изложенные в [6, 7]. Авторы [6] определяют профиль пленки вблизи активного центра парообра-

зования и соответственно интенсивность теплообмена путем решения уравнений движения и переноса теплоты в пленке численными методами. Жидкость движется под действием адгезионных и капиллярных сил; в этом случае учитывалось влияние давления “отдачи” при испарении, термического сопротивления фазового перехода и термокапиллярной конвекции на теплообмен. Выполненные расчеты теплоотдачи при кипении хорошо согласуются с данными экспериментов. Однако более детальный анализ численных результатов показывает, что площадь обогреваемой поверхности, покрытая равновесной пленкой (т. е. занятая сухими пятнами), чрезмерно велика и при перегревах стенки  $\Delta T_w = 10, 15$  и  $25$  К составляет соответственно 8,7, 4,8 и 3,9 % (причем эти оценки выполнены по заниженной плотности центров парообразования  $n_F = 10^{-8}/R_c^2$ , в случае  $n_F = 10^{-7}/R_c^2$  доля сухих пятен будет в десять раз больше). Кроме того, тенденция снижения доли осушенной поверхности с ростом  $\Delta T_w$  явно противоречит здравому смыслу (при использовании зависимости  $n_F = \text{const}R_c^{-5,4}$ , применяемой авторами [6], эта тенденция становится еще более выраженной). Выявленные противоречия еще раз подчеркивают известные проблемы, возникающие при исследовании теплообмена в испаряющемся мениске вблизи краевой точки, а именно — отсутствие корректных граничных условий для точного определения профиля мениска при интенсивном испарении.

Четвертый подход предложен в [7]. В этой работе тепловой поток разбивается на две части. Первая отводится за счет интенсивного испарения мениска жидкости в окрестности центров парообразования (считается, что относительная площадь обогреваемой поверхности, занятая менисками, близка к нулю), вторая передается через макропленку жидкости. Толщина макропленки определяется по аналогии с толщиной динамического пограничного слоя на плоской пластине. Используя в качестве линейного масштаба расстояние между центрами парообразования  $(n_F)^{-1/2}$ , а в качестве аналога скорости невозмущенного потока среднюю скорость парообразования  $q/(\rho_n L_{fg})$ , автор [7] получил зависимость

$$\delta_* = \text{const} \sqrt{\nu L_{fg} \rho_n / (q \sqrt{n_F})},$$

где  $\nu$  — кинематическая вязкость. Значение постоянной, по мнению автора, имеет порядок единицы, в дальнейшем она корректируется по данным экспериментов. Описание полного профиля макропленки между центрами парообразования получить не удалось. В [7] испаряющийся мениск “сшивается” с макропленкой постоянной толщины, причем условия объединения получены методом физических оценок. Толщина пленки на границе мениска  $\delta_m$  определяется из условия баланса количества жидкости, испарившейся в зоне мениска и подтекающей в эту зону извне. Однако при расчете теплообмена (с целью определения количества испарившейся жидкости) и расхода жидкости в пленке, текущей в зону испарения, автор фактически рассматривает два мениска существенно различной протяженности. Так, протяженность мениска при расчете капиллярного давления составляет  $\sim 1000\delta_m$ , что в 100 – 1000 раз больше размеров мениска  $((1 - 10)\delta_m)$ , используемого при расчете теплообмена (соответственно площади обогреваемой поверхности, занимаемые этими менисками, отличаются в  $10^4 - 10^6$  раз, что делает балансовое соотношение автора совершенно некорректным). Более того, суммарная площадь менисков более чем на порядок превышает площадь обогреваемой поверхности.

Тем не менее этот подход позволил получить выражение (с двумя постоянными, подбираемыми по результатам обобщения огромного числа экспериментальных данных), достаточно удачно описывающее закономерности теплообмена при развитом пузырьковом кипении в широком диапазоне изме-

нения режимных параметров. Правда, после определения постоянных вычисления толщины макропенки, выполненные по предложенному автором соотношению, дают результаты в 4 – 6 раз меньшие данных экспериментальных исследований [1, 4]. Кроме того, во многих случаях толщина пленки в мениске превышает толщину пленки вдали от мениска, что вообще не имеет физического смысла. Все вышеперечисленное и многие другие несоответствия позволяют рассматривать подход [7] как подгонку под удачно найденное итоговое соотношение.

Таким образом, исходя из современных представлений можно предположить, что перенос теплоты в пристенной макропенке играет определяющую роль в механизме теплообмена при развитом пузырьковом кипении. Как представляется, более детальный и корректный анализ поведения макропенки вблизи активных центров парообразования позволит описать в целом механизм переноса тепла при развитом пузырьковом кипении.

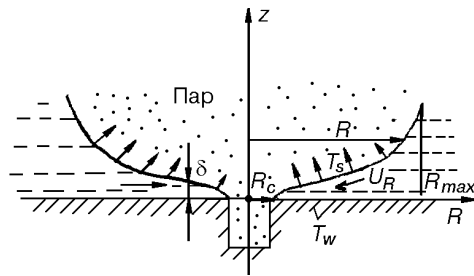
В настоящей работе рассматривается следующая физическая модель переноса теплоты. Паровые стволы формируются на активных центрах кипения (см. рис.1). Для “активизации” центра размером  $R_c$  необходим перегрев стенки  $\Delta T_w$ , определяемый по следующему известному соотношению:

$$P_s(T_s + \Delta T_w) - P_s(T_s) \geq \frac{2\sigma}{R_c}, \quad (3)$$

где  $T_s, P_s$  — температура и давление на линии насыщения. С ростом перегрева значение  $R_c$  уменьшается, а количество активных центров  $n_F$  и соответственно паровых стволов, напротив, возрастает (действительно, согласно Д.А. Лабунцову,  $n_F \sim (R_c)^{-2}$ ). В то же время протяженность макропленок жидкости между стволами  $R_{max}$  падает, так как  $R_{max} \sim n_F^{-1/2}$ . Теплота передается от стенки к пару теплопроводностью через пленку жидкости, окружающую паровой ствол. Часть жидкости испаряется; компенсирующий приток жидкости в пленку обеспечивают капиллярные силы. Процесс будем считать стационарным, а перегрев стенки постоянным. Термическим сопротивлением фазового перехода при испарении жидкости пренебрегаем, поскольку оно существенно только при толщинах пленки меньше 1 мкм, а доля обогреваемой поверхности, покрытой столь тонкой пленкой, пренебрежимо мала (все оценки выполняются для воды).

Для определения интенсивности теплообмена необходимо рассчитать профиль макропенки жидкости возле одного парового ствола и количество центров парообразования, приходящихся на единицу площади обогреваемой поверхности.

Начнем с расчета профиля макропенки. Используемый метод во многом аналогичен предложенному в [14] при рассмотрении задачи об испарении жидкости с тонкопленочной части мениска. Течение жидкости в пленке описываем уравнениями вязкого пограничного слоя в цилиндрической системе координат (рис.2). Течение считаем осесимметричным. Уравнение движения имеет вид



$$\frac{dP_{ж}}{dR} \approx \mu_{ж} \left( \frac{\partial^2 u_R}{\partial z^2} \right), \quad (4)$$

Рис. 2. Схема течения жидкости в испаряющейся макропенке вблизи активного центра парообразования.

где  $\mu_{\text{ж}}$  — динамическая вязкость жидкости. Из (4) легко получить среднюю по толщине пленки скорость жидкости  $\langle u_R \rangle$ :

$$\langle u_R \rangle = -\frac{1}{3} \frac{dP_{\text{ж}}}{dR} \frac{\delta^2}{\mu_{\text{ж}}}$$

и соответственно значение массового расхода (в приближении постоянной толщины пленки):

$$G = -\frac{1}{3} \frac{dP_{\text{ж}}}{dR} \frac{\delta^3}{\nu_{\text{ж}}}. \quad (5)$$

Градиент капиллярного давления выражается через кривизну поверхности макропленки:

$$\frac{dP_{\text{ж}}}{dR} = \sigma \frac{d}{dR} \left[ \frac{d\delta/dR}{R\sqrt{1+(d\delta/dR)^2}} + \frac{d^2\delta/dR^2}{(1+(d\delta/dR)^2)^{3/2}} \right]. \quad (6)$$

Выполненные в [6] расчеты показали, что, как правило, второй член в квадратных скобках имеет порядок  $10^4 - 5 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$ , в то время как первый член вблизи активного центра имеет порядок  $1/R_c = 10^6 \text{ м}^{-1}$  (при  $\Delta T_w \geq 20 \text{ К}$ ). Поэтому предположим, что определяющий вклад в капиллярное давление вносит именно первый член; позже это допущение будет проверено. Далее, согласно [4], толщина макропленки меняется в пределах 150 – 60 мкм при изменении теплового потока от  $1,5 \cdot 10^5$  до  $1,4 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$ . Расстояния между центрами парообразования составляют 1 – 5 мм. Таким образом, средний наклон пленки будет  $(3 - 5) \cdot 10^{-2}$ , что намного меньше единицы. Следовательно, вдали от активного центра можно записать

$$\frac{dP_{\text{ж}}}{dR} \cong \sigma \frac{d}{dR} \left( \frac{d\delta/dR}{R} \right). \quad (6a)$$

Запишем условие баланса теплоты, отражающее тот факт, что все тепло, переданное через пленку, затрачивается на испарение жидкости с границы раздела фаз и соответственно на уменьшение расхода  $G$ :

$$\frac{\lambda \Delta T_w}{\delta} = L_{fg} \frac{dG}{dR}. \quad (7)$$

(Здесь  $\lambda$  — теплопроводность жидкости.) Подставив (5) и (6) в (7), получим итоговое уравнение для расчета толщины макропленки:

$$\frac{3\lambda\Delta T_w \nu_{\text{ж}}}{L_{fg} \sigma} = \delta \frac{d}{dR} \left( \delta^3 \frac{d}{dR} \left( \frac{d\delta/dR}{R} \right) \right). \quad (8)$$

Решение (8) вдали от активного центра имеет вид

$$\delta = \left( \frac{125}{8} \frac{\lambda \Delta T_w \nu_{\text{ж}}}{L_{fg} \sigma} \right)^{0,2} R^{0,8}. \quad (9)$$

Точное решение в области  $\frac{R-R_c}{R_c} \ll 1$  (вблизи активного центра) получить

нельзя, о чем свидетельствуют вышеупомянутые противоречия в работе [6]. Дело в том, что точное решение (8) возможно при наличии трех граничных условий; например, в этом случае надо знать динамический контактный угол, который сам является функцией режимных параметров. Кроме того, точное решение в непосредственной близости от активного центра не так уж и необходимо, поскольку вклад этой области в общий теплосъем невелик.

Выполним оценку производной  $d\delta/dR$ . Согласно (9),  $d\delta/dR = 0,8CR^{-0,2}$ , где

$$C = \left( \frac{125}{8} \frac{\lambda \Delta T_w v_{ж}}{L_{fg} \sigma} \right)^{0,2}.$$

Для воды при  $\Delta T_w = 20$  К  $C = 1,36 \cdot 10^{-2}$ , таким образом, уже при  $R = 1$  мкм  $d\delta/dR = 0,173$ , а при  $R = 10$  мкм эта производная составляет 0,109. Следовательно, начиная с  $R = 1$  мкм выполняется сделанное выше допущение  $(d\delta/dR)^2 \ll 1$ .

Сравним теперь (см. (6)) первый и второй главные радиусы кривизны (первый и второй члены в квадратных скобках соответственно):

$$1/R_1 = \frac{d\delta/dR}{R\sqrt{1+(d\delta/dR)^2}}, \quad 1/R_2 = \frac{(d^2\delta/dR^2)}{(1+(d\delta/dR)^2)^{1,5}}.$$

Простые вычисления по-

казывают, что вдали от активного центра  $R_1/R_2 = 0,2 \ll 1$ , что подтверждает справедливость предложенного допущения.

Используя полученное выражение (9) для профиля пленки, нетрудно рассчитать количество теплоты  $\Delta Q$ , отводимое за счет испарения жидкости с участка обогреваемой поверхности, приходящейся на один паровой ствол:

$$\begin{aligned} \Delta Q(R_{\max}, R_c) &= 2\pi\lambda_c \Delta T_w \int_{R_c}^{R_{\max}} \frac{RdR}{\delta} \cong \\ &\cong \frac{5\pi}{3} \left( \frac{8}{125} \right)^{0,2} (\lambda_c \Delta T_w)^{0,8} \left( \frac{L_{fg} \sigma}{v_c} \right)^{0,2} R_{\max}^{1,2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Приближенное интегрирование в (10) выполнено с учетом практически всегда выполняемого условия  $R_{\max} \gg R_c$ . Значение  $R_{\max}$  определим из очевидного соотношения

$$\pi R_{\max}^2 n_F = 1;$$

таким образом,

$$q(\Delta T_w) = \Delta Q(R_{\max}, R_c) n_F = \frac{5(\pi)^{0,4}}{3} \left( \frac{8}{125} \right)^{0,2} (\lambda \Delta T_w)^{0,8} \left( \frac{L_{fg} \sigma}{v_l} \right)^{0,2} n_F^{0,4}. \quad (11)$$

Из литературных данных известно, что показатель степени  $n$  в зависимости  $q \sim \Delta T_w^n$  меняется от 2 до 4 и более, причем наиболее распространено значение  $n = 3 - 3,3$ . Проанализируем поведение  $n$  в зависимости от используемых

Рис. 3. Сравнение расчетных и опытных данных по теплообмену при развитом пузырьковом кипении воды на гладкой поверхности.

Расчет: 1 — по формуле Кутателадзе, 2 — по формуле Лабунцова, 3 — по (11) с  $n_F = \frac{2,1 \cdot 10^{-7}}{R_c^2}$ , 4 — по (11) со значением  $n_F$ , приведенным в [6]. Точки — опытные данные [6].

выражений для расчета  $n_F$ . Применение зависимостей  $n_F \sim q^{-2,13}$  [3],  $n_F \sim R_c^{-2}$  (Лабунцова) и  $n_F \sim R_c^{-5,4}$  [15] приводит к  $n = 3,7; 1,5 - 2,25$  и  $2,77 - 4,79$  соответственно. Разброс в значениях показателя  $n$  связан с изменением характера зависимости  $R_c(\Delta T_w)$  от  $R_c \sim \Delta T_w^{-1}$  при небольших  $\Delta T_w$  до  $R_c \sim \Delta T_w^{-2}$  при значительных  $\Delta T_w$ .

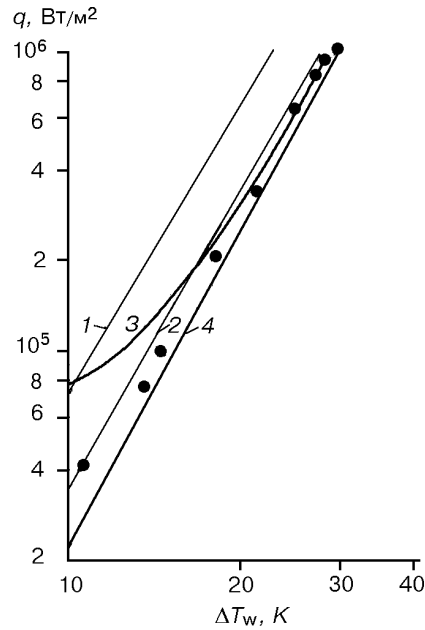
К сожалению, число работ, в которых одновременно приводятся значения  $n_F$  и зависимости  $q(\Delta T_w)$ , измеренные независимыми способами, крайне ограничено. Одной из них, выполненной в последнее время, является [6]. Ее результаты позволяют провести прямое вычисление  $q(\Delta T_w)$  по зависимости (11). Результаты расчета и данные эксперимента [6] приведены на рис. 3. Здесь же показаны результаты расчета с использованием зависимости Лабунцова для  $n_F$  с найденной постоянной, т. е. для  $n_F = 21 \cdot 10^{-8} R_c^{-2}$ . Как видно, совпадение расчета и эксперимента в области развитого кипения, т. е. при  $q > 2 \cdot 10^5$  Вт/м<sup>2</sup>, вполне удовлетворительно.

Выражение (9) позволяет вычислить толщину макропленок в зависимости от перегрева стенки  $\Delta T_w$ . Выразим  $R_{\max}$  через плотность центров парообразования:  $R_{\max} = (n_F \pi)^{-1/2}$ . Известно, что  $n_F$  удовлетворяет неравенству  $\frac{10^{-6}}{R_c^2} > n_F > \frac{10^{-8}}{R_c^2}$ , причем оценка слева сделана для переходного режима кипения. Соответственно получим верхнюю и нижнюю оценку для толщины макропленки. В таблице приведены расчетные значения толщины макропленки в зависимости от температурного напора и выбранной зависимости для количества активных центров  $n_F$  (интересно заметить, что вид  $\delta(q)$  практически не зависит от выбора постоянной в зависимости для  $n_F$ ).

Расчетные значения толщины макропленки

$\Delta T, K$	$n_F = 10^{-6}/R_c^2$		$n_F = 10^{-8}/R_c^2$	
	$R_{\max}, \text{ мм}$	$\delta_{\max}, \text{ мкм}$	$R_{\max}, \text{ мм}$	$\delta_{\max}, \text{ мкм}$
10	1,55	66,9	15,5	422
20	0,68	39,9	6,83	252
30	0,35	25,4	3,51	160

Согласно экспериментальным данным [4], толщина макропленки при  $q = 1,5 \cdot 10^5$  и  $1,4 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup> составляла 150 и 60 мкм соответственно. Авторы [1]



приводят значение  $\delta = 40$  мкм при  $q = 1,55 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>. Расчеты по (9) и (11) дают  $\delta = 30$  мкм при  $q = 1,40 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup> и  $\delta = 92$  мкм при  $q = 1,5 \cdot 10^5$  Вт/м<sup>2</sup>.

Таким образом, расчетные значения толщины пленки хорошо согласуются с данными эксперимента. Зависимость (9) при больших значениях  $\Delta T_w$  дает  $\delta_{\max} \sim q^{-7/15}$  (при использовании для описания развитого пузырькового кипения соотношений типа  $q \sim \Delta T_w^3$ ), что очень близко к закономерности, предложенной в [1], —  $\delta \sim q^{-0,5}$ . Заметим, что расчеты по формуле (9) выполняются без применения корректируемых постоянных.

Следует подчеркнуть, что предложенный метод пока не может обеспечить в широком диапазоне изменения режимных параметров точность расчета теплообмена, сопоставимую, например, с формулой работы [6]. Однако он позволяет проводить вычисление толщины макропленки жидкости и теплоотдачи при развитом пузырьковом режиме кипения без использования корректируемых постоянных. Более того, удастся определить влияние обработки обогреваемой поверхности на теплообмен (через изменение числа активных центров парообразования), что невозможно сделать при стандартных подходах.

Дальнейшее развитие рассматриваемого метода упирается в ограничение по использованию имеющихся в литературе многочисленных данных для  $n_F$ . Дело в том, что эти данные в основном получены в режиме изолированных пузырьков и не имеют никакого отношения к развитому пузырьковому кипению, при котором расстояния между активными центрами существенно меньше.

Возможны также новые подходы [16], использующие экспоненциальные аппроксимации и достижения статистической физики. В выражение для дифференциальной плотности активных центров парообразования входят три параметра, подбираемые таким образом, чтобы размер пор, при котором достигается максимум плотности, соответствовал рельефу стенки. Получаемые интегральные распределения  $n_F(R_c)$ , в отличие от зависимости Лабунцова ( $n_F \sim R_c^{-2}$ ), стремятся к определенному пределу при  $R_c \rightarrow 0$ . Соответственно в таком случае рост  $q(\Delta T_w)$  при больших  $\Delta T_w$  существенно замедляется. Возможно, дальнейшее развитие предложенного подхода позволит определить и значения  $q_{\text{кр}1}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гергнер Р.Ф. Фотографическое исследование пузырькового кипения в большом объеме // Теплопередача. — 1965. — Т. 87, № 1. — С. 20.
2. Iida Y., Kobayasi K. Distribution of void fraction above a horizontal heating surface in pool boiling // Bulletin JSME. — 1969. — Vol. 12. — P. 283.
3. Gaertner R.F., Weswater J.W. Population of active sites in nucleate boiling heat transfer // Chem. Eng. Prog. Symp. Ser. — 1960. — Vol. 56. — P. 39.
4. Bhat A.M., Saini J.S., Prakash R. Role of macrolayer evaporation in pool boiling at high heat flux // Inter. J. Heat Mass Transfer. — 1986. — Vol. 29. — P. 1953.
5. Rajvanski A.K., Saini J.S., Prakash R. Investigation of macrolayer thickness in nucleate pool boiling at high heat flux // Ibid. — 1992. — Vol. 35, No 2. — P. 343.
6. Lay J.H., Dhir V.K. A Nearly theoretical model for fully developed nucleate boiling of saturated liquids // Proc. 10th Int. Heat Transfer Conf., No. 10-PB-17. — Brighton, 1994.
7. Ягов В.В. Теплообмен при развитом пузырьковом кипении жидкостей // Теплоэнергетика. — 1988. — № 2. — С. 65.
8. Haramura Y., Katto Y. A new hydrodynamic model of critical heat flux applicable widely to both pool and forced convection boiling and submerged bodies in saturated liquid // Int. J. Heat Mass Transfer. — 1983. — Vol. 26. — P. 389.
9. Pasamehmetoglu K., Nelson R.A. The effect of helmholtz instability on the macrolayer thickness in vapor mushroom region of nucleate pool boiling // Ibid. — 1987. — Vol. 14. — P. 709.
10. Katto Y., Yokoya S. Principal mechanism of boiling crisis in pool boiling // Ibid. — 1968. — Vol. 11. — P. 993.



11. **Bhat A.M., Prakash, Saini J.S.** On the mechanism of macrolayer formation in nucleate pool boiling at high heat fluxes // *Ibid.* — 1983. — Vol. 20. — P. 735 – 740.
12. **Sadasivan P., Chappidi P.R., Unal C., Nelson R.A.** Possible mechanisms of macrolayer formation // *Eng. Foundation Conf. on Pool and External Flow Boiling.* — S. Barbara, 1992. — P. 135 – 141.
13. **Shoji M., Kuroki H.** A model of macrolayer formation in pool boiling // *Proc. 10th Int. Heat Transfer Conf. Vol. 5.* — Brighton, 1994. — P. 147 – 152.
14. **Ковалев С.А., Соловьев С.Л.** Испарение и конденсация в тепловых трубах. — М.: Наука, 1989. — 112 с.
15. **Wang C.H., Dhir V.K.** On the gas entrapment and nucleation site density during pool boiling of saturated water // *ASME J. Heat Transfer.* — 1993. — Vol. 115. — P. 670.
16. **Присяжков В.Ф.** Термостатика кипения на поверхности. — Днепропетровск, 1997. — 44 с. — (Препр. / Днепропетровский гос. ун-т).

*Статья поступила в редакцию 16 декабря 1997 г.*