

УДК 536.423.4

ТЕПЛООБМЕН ОТ ЛОКАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА К НЕДОГРЕТОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ

© 2001 г. О. А. Кабов, Е. А. Чиннов

Институт теплофизики СО РАН, г. Новосибирск

Поступила в редакцию 31.10.2000 г.

Выполнено экспериментальное исследование теплообмена от локального источника тепла к пленкам воды и легкокипящей диэлектрической жидкости, стекающим по вертикальной пластине под действием гравитации. Жидкости были существенно недогреты до температуры насыщения. В случае течения перфтортриэтиламина при пороговом значении плотности теплового потока в пленке формировались регулярные структуры. После выхода прогретого слоя жидкости на поверхность пленки имели место три характерных режима теплообмена, которые связаны с изменением видов движения жидкости в результате влияния термокапиллярной конвекции. При малых числах Рейнольдса пленки наблюдались особый вид кризиса теплообмена, характеризующийся распадом струи на капли и отторжением их от нагревателя.

ВВЕДЕНИЕ

Процессы в тонких пленках жидкости широко используются в различных отраслях промышленности [1] (например, в испарителях низкого давления), применяемых для концентрирования пищевых продуктов, в аппаратах для опреснения морской воды, энергетике [2], а также в ректификационных колоннах. Поверхности, по которым стекают пленки, часто имеют сложную форму с целью интенсификации теплообмена. Особенностью течений в пленках является неоднородность толщины пленки и температуры [3]. Исследования теплообмена и гидродинамики при движении тонкого слоя жидкости по поверхности с локальными источниками тепла являются актуальными, так как моделируют теплообмен и кризисные явления при нагреве и испарении пленки на “негладких” поверхностях. Передача тепла от локального источника к движущемуся тонкому слою жидкости также имеет место в случае прямого или косвенного охлаждения микроэлектронного оборудования с помощью двухфазного потока или стекающих пленок жидкости [4]. Целенаправленные исследования теплообмена и кризисных явлений при локальном нагреве тонких медленно движущихся слоев жидкости крайне ограничены.

При испарении однокомпонентной пленки жидкости в условиях насыщения для расчетов интенсивности теплообмена могут быть использованы соотношения, полученные в работах [2, 5]. Для интенсификации процессов теплообмена пленка жидкости из оросителей, как правило, подается при температуре существенно недогретой до температуры насыщения. Кроме того, процессы теплообмена в пленках часто протекают в

присутствии инертного газа (воздуха). В этом случае существенное влияние на движение жидкости, теплообмен и кризис теплообмена может оказывать эффект Марангони, вызванный неоднородностью поверхностного натяжения на границе раздела газ–жидкость. В работах [6–9] экспериментально обнаружено и исследовано явление “формирования регулярных структур” при локальном нагреве практически не испаряющейся, гравитационно стекающей, переохлажденной относительно температуры насыщения пленки раствора этилового спирта в воде. С помощью инфракрасного сканера установлено, что при пороговом значении плотности теплового потока $q_{\text{тол}}$, распространяющегося в тонкой пленке (100–200 мкм), в области около верхней кромки нагревателя модуль поверхностного градиента температуры возрастает до значений более 10 К/мм [8]. В области высокого градиента температуры возникает горизонтальный вал жидкости, ниже которого течение разделяется на вертикальные струи и тонкую пленку между ними. Возможный физический механизм формирования регулярных структур с учетом поверхностного градиента температуры, поперечного к основному потоку, предложен в работе [9]. Предполагается, что причиной формирования структур является развитие неустойчивости в области вала в результате локальной останковки поверхности пленки из-за встречного термокапиллярного течения жидкости.

В данной работе выполнено экспериментальное исследование теплообмена от локального источника тепла к пленке существенно недогретой до температуры насыщения жидкости. Проанализировано взаимное влияние теплообмена и режимов течения. Выполнен анализ данных для различных жидкостей в широком диапазоне чис-

ла Рейнольдса пленки. Обсуждаются особенности разрыва пленки и кризиса теплообмена при локальном нагреве стекающих пленок жидкости и малых числах Рейнольдса.

Техника эксперимента. Конструкции стенда и нагревательного элемента описаны в работе [7]. Схема эксперимента показана на рис. 1. Для достижения условий насыщения на рабочий участок устанавливалась герметичная камера из органического стекла толщиной 10 мм. Опыты проводились при атмосферном давлении. Пленка формировалась при истечении из плоского сопла 1 с зазором 0.2–0.3 мм. Ширина потока жидкости составляла 210 мкм. Жидкость стекала по пластине из нержавеющей стали с размерами 250 × 250 × 25 мм. Испарение жидкости происходило в парогазовую смесь. Температура парогазовой смеси была примерно равна начальной температуре пленки T_0 .

Нагревательный элемент 8 длиной вдоль потока $L = 6.5$ мм и шириной поперек потока $B = 13$ мм был расположен в центральной части несущей пластины, которая была выполнена из текстолита. Пустота шириной 5 мм вокруг нагревателя была заполнена смесью эпоксидной смолы и древесного угля с коэффициентом теплопроводности в сто раз ниже, чем у нержавеющей стали. Слой данной смеси толщиной 2 мм также была покрыта поверхность текстолитового блока. Нагревательный элемент одновременно являлся датчиком теплового потока. Плотность теплового потока q измерялась в центре нагревателя по перепаду температур на пластинке из нержавеющей стали толщиной 4 мм, а также вычислялась по мощности, выделенной на нагревателе. До формирования структур и сухих пятен результаты, измеренные обоими методами, отличались не более чем на 5–7%. Численное моделирование двумерного температурного поля в нагревательном элементе с учетом теплообмена к пленке показало, что при $Re > 3$ разность между истинным тепловым потоком и измеренным по перепаду температур составляет менее 7% [10].

Поверхность, где происходило течение пленки, была отполирована. Для визуализации течения использовалась видеосъемка с оптическим увеличением до 20 раз и дальнейшей компьютерной обработкой изображений. Основные параметры опытов приведены в таблице. В качестве рабочих жидкостей использовались вода и перфтортриэтиламид (МД-3Ф). Начальная температура натекающей пленки жидкости в экспериментах поддерживалась примерно постоянной ($T_0 = 29–31.4^\circ\text{C}$). При течении воды начальная температура жидкости была на 70°C ниже температуры насыщения, а температура поверхности нагревателя в его центре T_w не превышала 55°C . При использовании МД-3Ф температура нагревателя могла суще-

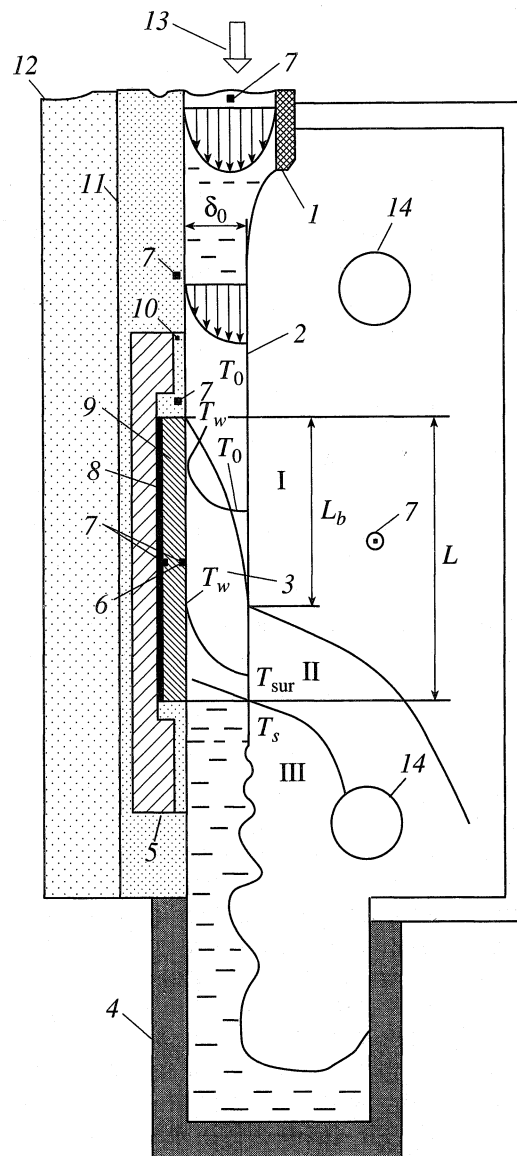


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – сопло, 2 – пленка жидкости, 3 – тепловой пограничный слой, 4 – сборник жидкости, 5 – текстолитовая вставка, 6 – точка измерения теплообмена, 7 – термопары, 8 – нагреватель, 9 – пластина, 10 – теплоизолирующая смесь, 11 – несущая пластина, 12 – стабилизатор температуры, 13 – вход рабочей жидкости, 14 – дополнительные теплообменники. I–III см. в тексте.

ственно превышать температуру насыщения ($T_s = 70.35^\circ\text{C}$). Число Рейнольдса варьировалось в диапазоне 2–976 ($Re = \Gamma/\mu$, Γ – удельный расход жидкости, кг/мс, μ – динамическая вязкость жидкости, кг/мс).

Условия эксперимента и факторы, влияющие на процесс теплообмена. Обычно [11] теплообмен в пленке жидкости разделяют на теплообмен на начальном участке и стабилизированный теплообмен. При ламинарном режиме движения длину начального участка, оканчивающегося в сечении,

Основные параметры опытов

Re	L_b , мм	q , Вт/см ²	T_0 , °C	ΔT_0 , К	δ_0 , мм	q_{rol} , Вт/см ²	L_{ev} , мм
МД-3Ф							
2	0.142	0.2–3.68	29–29.7	4.2–54.5	0.0586	0.75	23.86
4	0.331	0.38–2.8	29.2–29.6	4.3–63.4	0.0727	1.37	26.12
6	0.607	0.75–4.92	29.9–30	7.5–65.4	0.0845	2.2	24.40
12	1.511	0.42–5.06	29.9–30.1	3.1–56.8	0.1059	4.75	22.60
24	3.851	0.78–10.6	29.8–31	5.6–49.4	0.1330	–	–
40	7.638	0.26–5.2	30.7–31.4	1.7–28	0.1580	–	–
Вода							
5–211	0.26–37.6	3.3–3.7	29–31.1	3.9–11.2	–	–	–
7.7–976	0.46–290	3.54–3.95	29–30	3.2–7.8	–	–	–
27.9–60.6	2.5–7.1	0.86–0.89	29.9–31	1.2–2	–	–	–
56–976	6.4–290	19.1–19.7	30–31	15–24.8	–	–	–

где прогретый слой жидкости достигает поверхности пленки, можно определить из выражения [11]

$$L_b = 0.139 l_v \text{PrRe}^{4/3}. \quad (1)$$

Здесь $l_v = (v^2/g)^{1/3}$, v – коэффициент кинематической вязкости, g – ускорение свободного падения. При испарении МД-3Ф в парогазовый объем на границе раздела устанавливается температура, близкая к температуре насыщения, соответствующей парциальному давлению пара в системе. До начала нагрева пленки парогазовая смесь находится в равновесном состоянии. Равновесное парциальное давление пара соответствует температуре насыщения, равной T_0 . В верхней части нагревателя все выделяемое тепло расходуется на прогрев жидкости (область I, рис. 1). При $x > L_b$ (x – координата вдоль пленки) условия равновесия на границе жидкость–газ нарушаются. Тепло, выделяемое на нагревателе, идет на дальнейший прогрев пленки и ее испарение (область II). Поверхность пленки меняет температуру от T_0 до T_s . В области III температура границы раздела остается постоянной и равной $T_s = 70.3^\circ\text{C}$. Все тепло от нагревателя идет на испарение жидкости.

В экспериментах с МД-3Ф длина начального участка достигала центра нагревателя и нижней кромки нагревателя при $\text{Re}_b = 20.6$ и $\text{Re}_L = 34.6$. При течении воды данные величины составляли 33.6 и 56.5 соответственно. При условии $\text{Re} < \text{Re}_L$ на участке $x > L_b$ в пленке возникал поверхностный $\text{grad}T$, направленный как поперек, так и вдоль течения. Кроме направленного движения под действием гравитации, имеет место термокапиллярное движение под действием переменного поверхностного натяжения. Касательное напряжение на поверхности пленки направлено из областей, имеющих наибольшую температуру по-

верхности жидкости, к областям с меньшей температурой и равно [12]

$$\tau_{\text{sur}} = \text{grad}\sigma = (\partial\sigma/\partial T)\text{grad}T, \quad (\partial\sigma/\partial T < 0), \quad (2)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м.

Для условий эксперимента с МД-3Ф максимально возможный перепад температуры на поверхности пленки составлял $(T_s - T_0)$. При $\text{Re} \rightarrow 0$ значение среднего поверхностного градиента температуры в направлении движения можно оценить как $(\partial T/\partial x)_m \approx (T_s - T_0)/L = 6.2$ К/мм. Данная оценка является оценкой снизу, так как предполагается $L_b = 0$, а температура на поверхности пленки $T_{\text{sur}} = T_s$ при $x = L$. Скорость термокапиллярной конвекции на поверхности слоя жидкости можно оценить по зависимости

$$U_T = \frac{1}{4\mu} \frac{\partial\sigma}{\partial T} \delta_0 \frac{dT}{dx}, \quad (3)$$

полученной в работе [12] для мелкой широкой кюветы с различной температурой боковых стенок. Оценка при $\delta_0 = 0.1$ мм дает значение $U_T = 1.56$ см/с ($\delta_0 = l_v(3\text{Re})^{1/3}$ – толщина пленки). Полученная скорость является сопоставимой со скоростью движения поверхности пленки под действием гравитации $U_{\text{sur}} = g\delta_0^2/2\nu$, которая составляла в экспериментах от 1.8 до 13.5 см/с. Таким образом, влияние термокапиллярных сил может быть весьма значительным.

Влияние термокапиллярных сил характеризуется числом Марангони $\text{Mn} = (\partial\sigma/\partial T)(\partial T/\partial x)l^2/(\mu\alpha)$. Полагая, что линейным размером l является толщина пленки и $\partial T/\partial x = (T_{FL} - T_0)/L = q/(c_p\mu\text{Re})$, получаем $\text{Mn} = \text{KmPr}/\text{Re}^{1/3}$. Параметр $\text{Km} = -(\partial\sigma/\partial T)q/(c_p\mu\rho(g\nu)^{2/3})$ является аналогом числа Марангони и определяет отношение масштаба

термокапиллярного касательного напряжения на границе раздела газ–жидкость и масштаба касательного напряжения на стенке при чисто гравитационном течении. Здесь $T_{FL} = T_0 + qL/(c_p \Gamma)$ – средневзвешенная температура пленки при $x = L$; c_p – теплоемкость жидкости, Дж/кгК; a – температуропроводность жидкости, м²/с; ρ – плотность жидкости, кг/м³.

Карта режимов течения. В экспериментах с МД-3Ф существенное влияние на динамику пленки оказывали как эффект Марангони, так и испарение. Карта режимов течения представлена на рис. 2 для диапазона $L_b/L = 0.022–0.6$. В зависимости от плотности теплового потока (параметр Km) и числа Re наблюдалось четыре различных режима течения: 1 – режим гравитационно-термокапиллярного движения, 2 – режим струйного течения, 3 – смешанный режим движения, 4 – предкризисный режим неустойчивого капельного движения. Режим гравитационно-термокапиллярного движения, в свою очередь, подразделялся на три подрежима: 1.1 – формирования боковых стационарных волн, 1.2 – мелкомасштабных деформаций, 1.3 – крупномасштабной неустойчивости. Режим струйного течения жидкости так же, как и первый режим, можно разделить на три подрежима: 2.1 – движения струй с колебательной неустойчивостью, 2.2 – разделение струй на капли, 2.3 – кипение в струях.

Фотографии характерных режимов течения приведены на рис. 3. Первоначально деформации границы раздела возникают в области боковой кромки нагревателя в виде боковых стационарных волн. С ростом q на краях нагревательного элемента формируются боковые подковообразные структуры. В отличие от исследований [6–9] при течении МД-3Ф ($2 < Re \leq 24$) на поверхности пленки наблюдались крупномасштабные структуры в виде перемещающихся ячеек сложной формы, рис. 3а. С ростом величины L_b область формирования ячеек и структур сдвигается вниз по потоку рис. 3б. Для $Re \leq 12$ при определенной пороговой плотности теплового потока течение разделяется на вертикальные струи, следующие с определенной длиной волны Λ (рис. 3в).

Смешанный режим движения имел место при $Re \geq 12$. В нижней части нагревателя наблюдалось утолщение пленки. Нагреватель был разделен на два яруса. В верхней части имели место мелкомасштабные деформации пленки, возникали полигональные структуры. На нижней половине нагревателя формировались подковообразные структуры с размером порядка Λ (рис. 3г). С ростом плотности теплового потока линия начала формирования подковообразных структур поднималась вверх по нагревателю. Более детальное описание режимов течения пленки МД-3Ф приведено в работе [13]. При течении

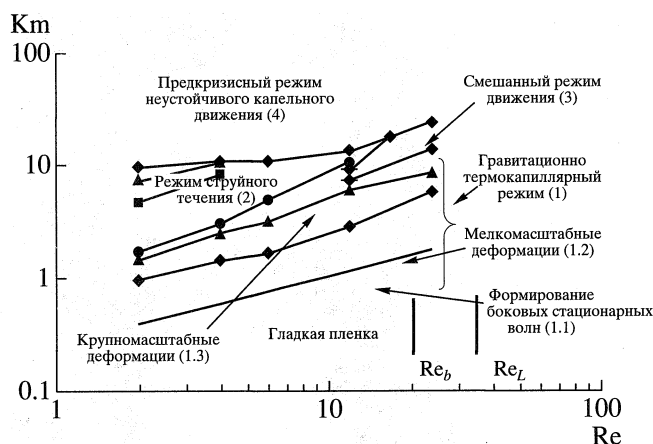


Рис. 2. Карта режимов течения перфтортриэтиламина, нагреватель 6.5×13 мм.

пленки воды регулярные структуры не были обнаружены. По-видимому, влияние термокапиллярных эффектов на движение пленки существенно уменьшалось за счет воздействия поверхностно-активных веществ, что отмечалось также в работе [14].

Длина волны устойчивых возмущений в пленке. Возмущения с размером порядка Λ являются устойчивыми при изменении чисел Re в широком диапазоне 2–24. Расстояние между стекающими струями было измерено при тепловых потоках, соответствующих моменту их возникновения ($q = q_{rod}$). При $Re = 2–6$ измерения, выполненные в случае, когда по нагревателю стекали три струи, усреднялись (на нагревателе укладывалось две длины волны). При числах Рейнольдса 12 и 24 измерения, выполненные, когда на нагревателе укладывалось как две, так и одна длина волны, также усреднялись. Параметр Λ слабо возрастал с увеличением Re и изменялся от 3.37 до 4.38 мм. По сравнению с результатами [8], полученными для 25%-ного раствора этилового спирта в воде ($l_\sigma = [\sigma/(\rho - \rho_{vg})]^{1/2} = 1.906$ мм при $T_0 = 30^\circ\text{C}$, ρ_{vg} – плотность парогазовой смеси, кг/м³), величина Λ для МД-3Ф ($l_\sigma = 0.83$ мм при $T_0 = 30^\circ\text{C}$) была примерно вдвое меньше.

Анализ результатов показывает, что длина волны устойчивых возмущений определяется, прежде всего, влиянием гравитационно-капиллярных сил. Полученные экспериментальные данные, а также данные работы [8] обобщаются в виде зависимости безразмерной длины волны Λ/l_σ от Re для двух различных жидкостей при $Re = 0.42–24$ с достоверностью 0.78

$$\Lambda/l_\sigma = 3.25Re^{0.15}. \quad (4)$$

Параметр Λ/l_σ с ростом числа Рейнольдса почти на два порядка изменяется в диапазоне 3.15–5.28.

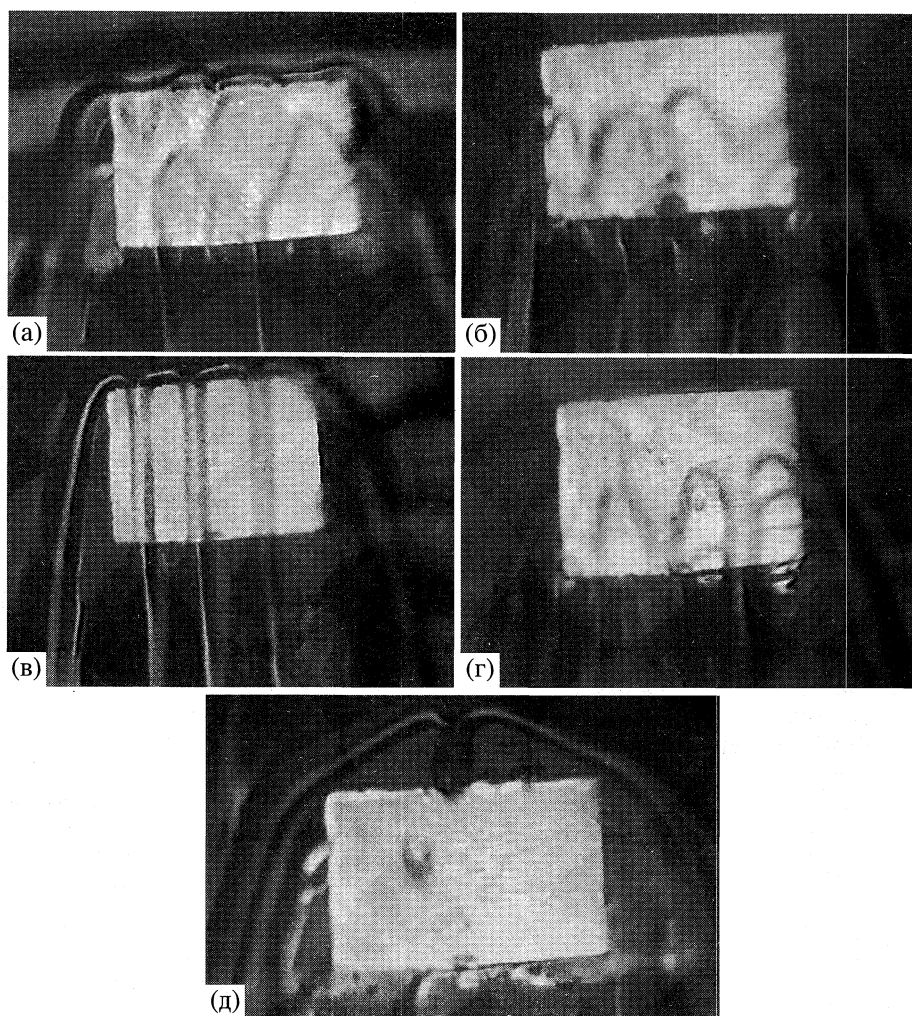


Рис. 3. Режимы течения пленки перфтортриэтиламина: (а) – $q = 1.43 \text{ Вт/см}^2$, $Re = 6$, режим 1.3, (б) – $q = 3.32 \text{ Вт/см}^2$, $Re = 12$, режим 3, (в) – $q = 1.28 \text{ Вт/см}^2$, $Re = 4$, режим 2.1, (г) – $q = 8.02 \text{ Вт/см}^2$, $Re = 24$, режим 3, (д) – $q = 4.3 \text{ Вт/см}^2$, $Re = 2$, режим 4.

Режимы теплообмена. На рис. 4 представлены опытные данные по теплообмену в виде зависимости безразмерной плотности теплового потока q/q_{ev} от безразмерного перепада температур $\Delta T_0/\Delta T_s$ для разных значений числа Рейнольдса. Здесь $q_{ev} = \mu[(T_s - T_0)c_p + r]/L$ – плотность теплового потока, необходимая для полного испарения стекающей по нагревателю жидкости при $Re = 1$; r – скрытая теплота фазового перехода, Дж/кг; $\Delta T_0 = T_w - T_0$, – полный температурный напор; $\Delta T_s = T_s - T_0$ – максимальный перепад температуры на поверхности пленки. Из рисунка видно, что для малых чисел Рейнольдса зависимости имеют 1–2 излома, что свидетельствует об изменении механизма теплообмена с ростом плотности теплового потока. Для $Re = 40$ был обнаружен только один режим теплообмена.

Наиболее отчетливо различные режимы теплообмена наблюдались для $Re = 2$, в частности, при совместном влиянии испарения и эффекта

Марангони на движение пленки – три различных режима теплообмена, первый из которых имел место при $q \leq 0.66 \text{ Вт/см}^2$, т.е. в режиме гравитационно-термокапиллярном движении жидкости. Второй режим теплообмена существовал при $0.75 \leq q \leq 1.8 \text{ Вт/см}^2$. Нагреватель охлаждался стекающими струями (режим течения 2.1). Струи могли быть стационарными, колебаться либо перемещаться в поперечном направлении. После формирования структур происходило скачкообразное увеличение температурного напора ΔT_0 при практически неизменном значении q . Показатель степени n в зависимости $q \propto \Delta T_0^n$ был близок к единице, что соответствовало закону конвективного теплообмена в пленке. В третьем режиме теплообмена при $2.2 \leq q \leq 3.7 \text{ Вт/см}^2$ (режимы течения 2.2 и 2.3) температура поверхности нагревателя превышала температуру кипения жидкости при нормальном давлении на 3–13°C. Сте-

кающие по нагревателю струи могли разбиваться на капли, наблюдалось закипание жидкости.

Закономерности теплообмена при числах Рейнольдса 4 и 6 в целом остаются такими же, как и при $Re = 2$. С ростом Re переход между режимами теплообмена 1 и 2 сглаживается. При $Re = 2-6$ отчетливый переход связан с исчезновением пленки между стекающими струями, что приводит к значительному уменьшению коэффициента теплоотдачи. Значение q , при котором происходил переход, возрастало с увеличением Re (см. таблицу). При $Re > 6$ третий режим теплообмена детально не исследовался из-за опасности выхода из строя нагревательного элемента. При $Re = 24$ имело место плавное изменение интенсивности теплообмена с ростом плотности теплового потока при смене режимов течения от 1 к 3.

Теплообмен при течении воды. На рис. 5 приведено сравнение опытных данных по конвективному теплообмену при течении воды с результатами расчета по зависимости

$$Nu_{\delta F} = 2.06 \left[1 + 0.0443 \left(Re_F \frac{2\delta_F}{L} \right)^{4/3} \right]^{1/4}, \quad (5)$$

рекомендуемой в [11] для ламинарной и ламинарно-волновой областей течения пленки при условии на стенке $q = \text{const}$. Здесь $Nu_{\delta F} = \alpha_F \delta_F / \lambda_F$, $\alpha_F = q / \Delta T_F$, λ_F – теплопроводность жидкости, Вт/мК. Перепад температуры $\Delta T_F = T_w - T_F$ определялся по среднemasсовой температуре пленки в точке измерения теплообмена $T_F = T_0 + qL / (2c_p \Gamma)$. Индекс F показывает, что свойства жидкости рассчитывались по температуре T_F . Экспериментальные данные приведены для разных тепловых потоков от 0.9 до 19.7 Вт/см². Представлены также предельные теоретические решения для начального участка теплообмена (большие Re) и стабилизированной теплоотдачи ($Re \rightarrow 0$) [11].

Опытные данные при тепловых потоках $0.9 < q < 3.8$ Вт/см² и $Re > 40$ отклоняются от зависимости (5) не более чем на 15%. Только при максимальных значениях Re отклонение несколько выше, что может быть объяснено влиянием начального гидродинамического участка [1]. При тепловом потоке 19.7 Вт/см² отклонение опытных данных от зависимости (5) увеличивается. Интенсивность теплообмена возрастает, что, по-видимому, является следствием влияния зависимости свойств жидкости от температуры. Для учета изменения физических свойств жидкости от температуры в [11] предложено использовать поправку $(Pr_F / Pr_w)^{0.25}$, следовательно,

$$Nu_{\delta F} = 2.06 \left[1 + 0.0443 \left(Re_F \frac{2\delta_F}{L} \right)^{4/3} \right]^{1/4} \left(\frac{Pr_F}{Pr_w} \right)^{0.25}. \quad (6)$$

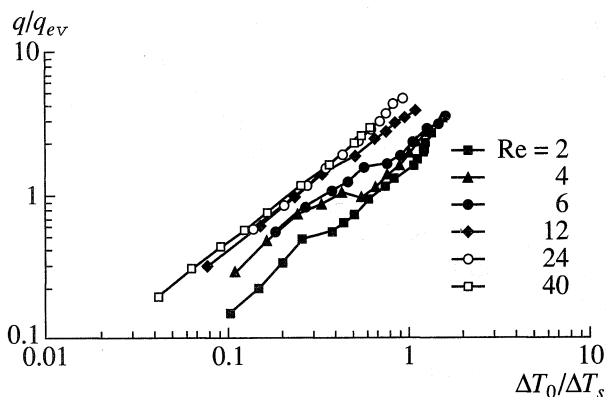


Рис. 4. Зависимость безразмерной плотности теплового потока от безразмерного перепада температур для разных Re .

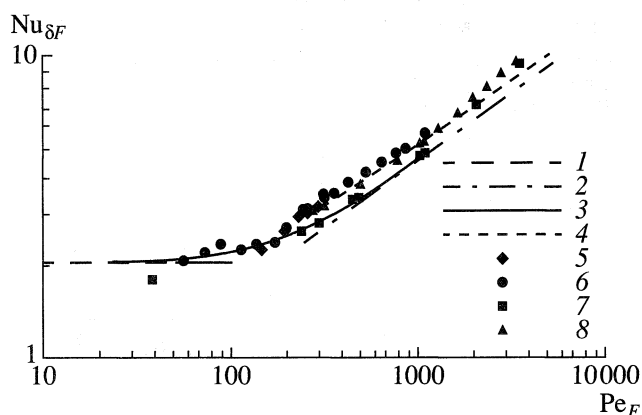


Рис. 5. Сравнение опытных данных (5–8) по конвективному теплообмену в области до образования устойчивых структур для воды с расчетом по теоретическим зависимостям (1–4): 1 – малые Re , 2 – большие Re , 3 – расчет по уравнению (5), 4 – по уравнению (6), 5 – $q = 0.9$ Вт/см², 6 – 3.3–3.7, 7 – 3.8, 8 – 19.3.

Здесь величина Pr_w рассчитана по температуре стенки T_w . Отклонение экспериментальных данных для теплового потока 19.7 Вт/см² от зависимости (6) не превышает 10%.

Влияние эффекта Марангони на интенсивность теплообмена. Сравнение данных для воды с экспериментальными результатами для МД-3Ф и 25%-ного раствора этилового спирта в воде [7, 15] при $q < q_{rol}$ приведено на рис. 6. Также на рисунке приведено сравнение опытных данных с расчетом по зависимостям (5), (6) и в том числе для предельных значений чисел Пекле. При $Re > 200$ не наблюдается значительного отклонения экспериментальных данных от зависимости (5) для всех рассматриваемых жидкостей. При $Re < 200$, и особенно при $Re < 100$, имеет место значительное расхождение расчетных и экспериментальных данных.

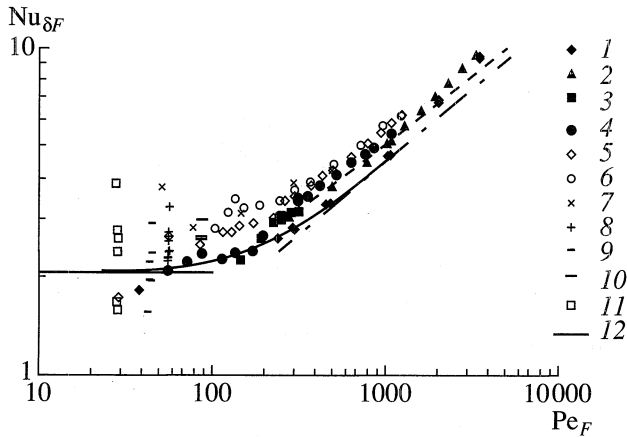


Рис. 6. Сравнение теоретических и опытных данных для воды, 25%-ного раствора этилового спирта в воде и МД-3Ф. Вода: 1 – $q = 3.8$ Вт/см², 2 – $q = 19.3$ Вт/см², 3 – $q = 0.9$ Вт/см², 4 – $q = 3.3$ – 3.7 Вт/см²; 25%-ный раствор спирта в воде: 5 – $q = 3.7$ Вт/см², 6 – $q = 19.4$ Вт/см²; МД-3Ф: 7 – $q = 1$ – 2.5 Вт/см²; 25%-ный раствор спирта в воде: 8 – $Re = 4$, 9 – $Re = 3$, 10 – $Re = 6$, 11 – $Re = 2$, 12 – уравнение (5).

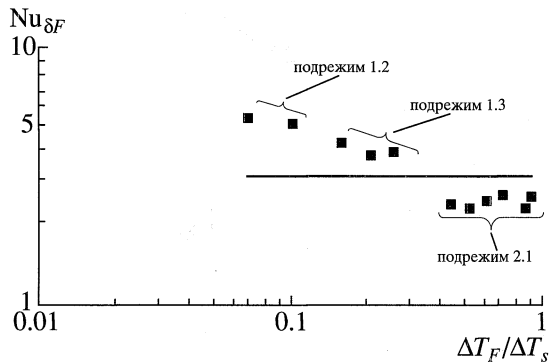


Рис. 7. Зависимость числа Нуссельта от безразмерного температурного напора для $Re = 6$ (МД-3Ф). Точки – эксперимент. Сплошная прямая – уравнение (5).

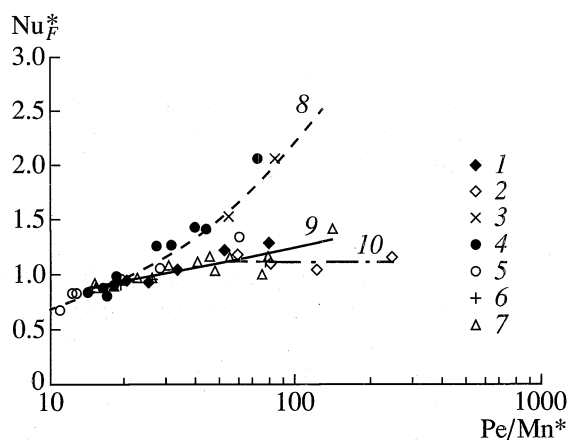


Рис. 8. Зависимость числа Нуссельта ($Nu_F^* = \alpha_F l_{vF} / \lambda_F$) от Pe/Mn^* для опытных данных, полученных в режиме до образования устойчивых структур при $Pe < 200$. 1–3 – опыты с МД-3Ф: 1 – $Re = 6$, 2 – 12, 3 – 4; 4–7 – опыты с 25%-ным раствором спирта в воде: 4 – $Re = 2$, 5 – 3, 6 – 6, 7 – 4, 8 – расчет по соотношению (8), 9 – расчет по (9), 10 – обобщение данных при $100 < Pe < 200$.

На рис. 7 показана зависимость числа Нуссельта от относительного температурного напора для $Re = 6$ (МД-3Ф). Там же приведены значения числа Нуссельта, рассчитанные по формуле (5). Экспериментальные данные разделяются на две группы, соответствующие гравитационно-термокапиллярному (до образования структур) и струйному режимам движения жидкости. В режиме гравитационно-термокапиллярного течения коэффициент теплоотдачи уменьшается с увеличением ΔT_F (теплового потока). Отличие экспериментально измеренных значений коэффициента теплоотдачи от расчетных значений может достигать 100%. Аналогично ведут себя данные в рассматриваемой области теплообмена для 25%-ного раствора этилового спирта в воде при $Re \leq 4$ [7, 15]. Причем степень влияния термокапиллярных сил на теплообмен возрастает с уменьшением толщины пленки жидкости. Снижение коэффициента теплоотдачи с ростом q может быть объяснено влиянием эффекта Марангони, приводящего к утолщению пленки жидкости на нагревателе.

Влияние термокапиллярной конвекции на теплообмен определяется отношением динамического напора стекающей пленки жидкости к касательному напряжению на поверхности пленки, вызванному термокапиллярным эффектом. Мерой этого отношения может служить параметр [7]

$$\frac{Pe}{Mn^*}, \quad Mn^* = Mn \left(\frac{l_v}{L} \right)^2 = \frac{(\partial \sigma / \partial T) \Delta T_F L (l_v)^2}{\mu a} \quad (7)$$

Зависимость числа Нуссельта от Pe/Mn^* для опытных данных, полученных до образования устойчивых структур при $Pe < 200$, приведена на рис. 8. Можно выделить три зоны влияния термокапиллярных сил на теплообмен. При $Pe < 50$ опытные данные обобщаются зависимостью, полученной при обработке данных для 25%-ного раствора этилового спирта в воде [7]

$$Nu_F^* = 0.2 \left(\frac{Pe}{Mn^*} \right)^{0.52}, \quad (8)$$

где $Nu_F^* = \alpha_F l_{vF} / \lambda_F$. Зависимость (8) обобщает данные при $Pe \leq 2$ со среднеквадратичным отклонением 11%. При $50 < Pe < 100$ экспериментальные данные для двух жидкостей с существенно разными свойствами описываются соотношением

$$Nu_F^* = 0.5 \left(\frac{Pe}{Mn^*} \right)^{0.21}. \quad (9)$$

В диапазоне $100 < Pe < 200$ влияние эффекта Марангони мало и показатель степени при Pe/Mn^* не превышает 0.05 (рис. 8, штрихпунктирная линия).

Сопоставление данных показывает, что эффект Марангони наблюдается при $Re < 200$ и может приводить как к интенсификации, так и к ухудшению теплообмена. Здесь также можно выделить три основных механизма интенсификации теплообмена при движении пленки по нагревателю с малым линейным размером. Все три механизма вызваны существованием градиента поверхностного натяжения на границе раздела. 1. Термокапиллярное движение, направленное к боковым сторонам нагревателя, снижает толщину пленки жидкости. 2. Эффект Марангони вызывает существенные деформации границы раздела, что уменьшает среднеинтегральную толщину пленки на нагревателе. 3. Наряду с кондуктивным механизмом передачи тепла в пленке возможно возникновение конвективных термокапиллярных ячеек. Результаты видеосъемки и тепловизионной съемки [8] показали наличие ячеистой структуры различных размеров в потоке в режиме гравитационно-термокапиллярного движения, что может привести к увеличению тепловой проводимости пленки вследствие ее перемешивания.

По-видимому, основным механизмом снижения интенсивности теплообмена являлось утолщение пленки за счет термокапиллярного течения, направленного против основного (гравитационного) потока жидкости. Численные расчеты формы поверхности пленки, выполненные в работе [16] в рамках приближения тонкого слоя жидкости в двухмерном стационарном случае показали, что до формирования структур имеет место термокапиллярное утолщение пленки на 30–40% по сравнению с ее первоначальной толщиной δ_0 . Утолщение пленки (валик) существует в верхней части нагревателя и может распространяться более чем на половину его площади. С увеличением Re вершина валика сдвигается вниз по потоку. Формирование струй жидкости и появление сухих пятен также могли приводить к существенному уменьшению локального коэффициента теплоотдачи. Кроме того, на теплообмен оказывают влияние и другие факторы. По мере прогрева жидкости уменьшается ее вязкость, что приводит к утоньшению пленки и увеличению коэффициента теплоотдачи. Испарение жидкости также вызывает интенсификацию теплоотдачи.

Разрыв пленки жидкости. Исследования выполнены для течения перфтортриэтиламина. Разрыв пленки был зафиксирован при $L_b < L$ ($Re \leq 12$). Разрушению пленки предшествовало формирование регулярных подковообразных структур. Температура стенки, измеренная в центре нагревателя, в данных режимах скачкообразно возрастала. Для $Re = 4$ скачок T_w составлял более 5°C (рис. 9). Таким образом, для легкокипящих жидкостей, стекающих по вертикальной пластине с локальным источником тепла, значения критических плотностей теплового потока, приводящих к

образованию струйного течения жидкости и разрыву пленки, могут совпадать ($q_{bd} = q_{rol}$). Для анализа природы разрушения стекающей пленки можно воспользоваться оценкой длины нагревателя, необходимой для полного испарения пленки L_{ev} . Из условия теплового баланса следует

$$L_{ev} = \frac{\Gamma}{q_{rol}} [(T_s - T_0)c_p + r]. \quad (10)$$

Результаты расчетов приведены в таблице. Для всех чисел Рейнольдса имеет место соотношение $L_{ev} \gg L$, которое выполняется даже с учетом возможного уменьшения в несколько раз расхода в пленке между струями после формирования регулярных структур. Равновесный угол смачивания МД-3Ф поверхности нагревателя близок к нулю. Оценка критической толщины пленки для разрыва в изотермических условиях также дает величину, близкую к нулю [17]. Выполненный анализ показывает, что механизм наблюдаемого разрыва пленки в значительной степени определяется термокапиллярными эффектами.

Полученные данные для этого случая описываются зависимостью вида

$$q_{bd} = C_{bd} Re^m, \quad (11)$$

где показатель степени и коэффициент для МД-3Ф составляют $m = 1.1$ и $C_{bd} = 3020.8 \text{ Вт/м}^2$. На рис. 9 данные для МД-3Ф (1, 2) сопоставлены с результатами, полученными при разрыве пленки 25%-ного раствора спирта в воде ($T_0 = 30^\circ\text{C}$), стекающей по нагревателю аналогичных размеров, и описываемыми зависимостью (11) с $m = 1.13$ и $C_{bd} = 22697 \text{ Вт/м}^2$ [7] (рис. 9, 3). В этих опытах после образования структур течение разделялось на струи с тонкой пленкой между ними и существовало при изменении плотности теплового потока в диапазоне $q_{bd} > q_{rol}$.

В работе [18] данные, полученные на нагревателе аналогичных размеров, наклоненном к горизонту на угол 4° (25%-ный раствор спирта в воде, $T_0 = 18^\circ\text{C}$), обобщались зависимостью (11) с показателем степени и коэффициентом $m = 1.14$ и $C_{bd} = 13723 \text{ Вт/м}^2$. При течении раствора спирта за величину q_{bd} принимается максимальная измеренная величина q , при которой еще наблюдается сплошное (без разрывов) течение пленки. С ростом расхода жидкости величина q_{bd} возрастала. Показатель степени в зависимости $q_{bd} \sim Re_m$ изменялся незначительно от 1.14 до 1.1 для различных жидкостей и способов ориентации нагревателя, что указывает на универсальное влияние числа Re на механизм разрыва пленки. Следует отметить, что коэффициент в выражении (11) различается почти на порядок в зависимости от вида жидкости и ориентации нагревателя по отношению к вектору силы тяжести. На рис. 9, 4 приве-

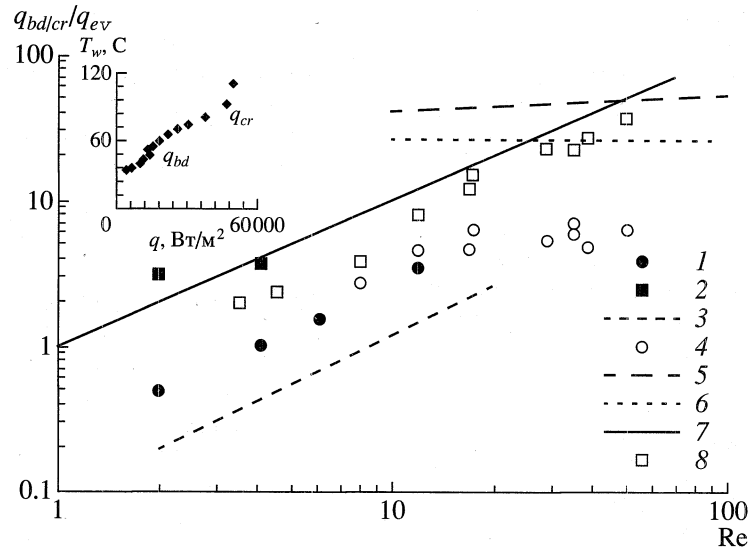


Рис. 9. Влияние числа Рейнольдса пленки на безразмерную плотность теплового потока, соответствующую разрыву пленки жидкости и критическую плотность теплового потока. 1, 2 – опытные данные авторов данной работы с МД-3Ф: 1 – для режима с разрывом пленки, 2 – для режима с кризисом теплообмена, 3 – обобщение опытных с 25%-ным раствором спирта в воде [7] с помощью соотношения (11) с $m = 1.13$ и $C_{bd} = 22\,697$ Вт/м²; 4 – опытные данные [19] при разрыве пленки жидкого азота; 5 – обобщение опытных данных [20] по кризису теплообмена по предложенной там же зависимости; 6 – расчет по соотношению [21] для кризиса теплообмена в большом объеме недогретой жидкости; 7 – расчет по (12); 8 – опытные данные [19] с пленкой жидкого азота, полученные в режиме кризиса теплообмена.

дены также данные работы [19] по разрыву пленки жидкого азота при температуре насыщения, полученные для прямоугольного нагревателя шириной 65 и высотой 12 мм. В диапазоне Re от 8 до 12 значения q_{bd}/q_{ev} для МД-3Ф и азота близки. Показатель степени в зависимости (11) для азота имеет величину, примерно равную показателю степени для МД-3Ф и раствора спирта в воде.

Зависимости для критической плотности теплового потока, соответствующие разрыву пленки на локальном нагревателе, существенно отличаются от имеющих в литературе зависимостей для протяженных нагревателей. В работе [11] для вертикальных труб высотой менее 1 м при $Re < 200$ предлагается обобщение, из которого следует $q_{bd} \sim Re^{0.4}$. Данный факт свидетельствует о том, что закономерности термокапиллярного разрыва пленки на протяженных нагревателях и нагревателях с малым линейным размером существенно отличаются.

После разрыва пленки нагреватель малого размера охлаждается стекающими струями. Интенсивность теплообмена в данном режиме практически не зависит от плотности теплового потока рис. 7 (ΔT_F). Значения среднего коэффициента теплоотдачи на 22% ниже, чем предсказывает зависимость (5), не учитывающая влияние испарения и термокапиллярной конвекции. Для $Re = 6$ струи занимают примерно четвертую часть нагревателя. Для $Re = 12$ и 24 коэффициенты теплоотдачи в режимах струйного и смешанного тече-

ния были на 51–146% выше, чем предсказывает расчет по зависимости (5).

Кризис теплообмена. Кризис теплообмена наблюдался при течении МД-3Ф для $Re = 2$ и 4. Для $Re = 2$ при $q = 4.3$ Вт/см² (режим течения 4) был зарегистрирован кризис теплоотдачи, сопровождаемый быстрым ростом температуры стенки в центре нагревателя. Горизонтальный вал существенно приподнимался над нагревателем и приобретал дугообразную форму. В центральной части вала над нагревателем образовывалось каплеобразное утолщение жидкости, из которого жидкость поступала на нагреватель в виде капель (рис. 3д). После некоторого пробега по нагревателю траектория движения капель периодически менялась (маятниковое орошение). С ростом температуры стенки скорость движения капель возрастала, так же как амплитуда и частота маятникового орошения, когда капли достигали нижних углов нагревателя. В данном режиме по нагревателю протекало крайне незначительное количество жидкости. Для $Re = 4$ кризис теплообмена наблюдался при $q = 4.98$ Вт/см². Амплитуда маятникового движения капель по нагревателю при $Re = 4$ была существенно меньше, чем при $Re = 2$. В данном режиме при изменении плотности теплового потока на 5.5% были зафиксированы значительные пульсации и резкий рост температуры стенки нагревателя от 92.7 до 110.6°C (рис. 9). Для $Re = 6$ кризисный режим неустойчивого капельного движения начинался при $q = 4.92$ Вт/см².

Полученные данные по кризису теплообмена в зависимости от числа Рейнольдса показаны на рис. 9, где кривая 5 представляет расчет по предложенной в [20] зависимости для критических тепловых потоков при течении пленки жидкости по вертикальному нагревателю. Расчет дает значения критических тепловых потоков на порядок выше, чем измеренные в эксперименте.

На рис. 9, 6 приведены также результаты расчета по соотношению, предложенному Кутателадзе [21] для кризиса теплообмена в большом объеме недогретой жидкости. Расчетные значения также существенно превышают полученные нами данные. В большей степени полученные данные соответствуют расчету по простому балансовому соотношению (рис. 9, 7)

$$q_{cr} = \frac{\mu Re}{L} [(T_s - T_0)c_p + r], \quad (12)$$

которое определяет q_{cr} как величину теплового потока, при котором жидкость в равномерно текущей пленке прогреется до температуры насыщения и полностью испаряется на длине нагревателя L . На рис. 9, 8 приведены также экспериментальные данные из работы [19], полученные для пленки жидкого азота, стекающей по вертикальной поверхности при температуре насыщения, на нагревателе шириной 65 мм и высотой 12 мм. Видно, что балансовое соотношение (12) соответствует верхней границе опытных данных, только одна опытная точка для МД-3Ф при $Re = 2$ лежит выше этой линии.

Анализ полученных данных показывает, что обнаруженный кризис теплообмена отличается от известных в литературе кризисных явлений при течении пленки жидкости по вертикальному нагревателю. В работе [20] показано, что при достаточно высоких числах Рейнольдса происходило отщепление всей пленки жидкости от поверхности нагрева без образования отдельных струй. С другой стороны, в обнаруженном кризисе теплообмена, как и в работах [19, 22, 23], перед возникновением кризиса теплообмена регистрировались ручейковые течения жидкости. Но в данном исследовании в отличие от указанных работ реализовывался существенный недогрев жидкости, в результате чего фактор испарения не являлся столь определяющим, и, следовательно, толщина пленок была много меньше. Исключались такие факторы, как снос пленки и капель потоком пара [22], влияние неравномерности орошения при течении по пакету горизонтальных труб [23], волновое движение пленки жидкости [19]. Другим аналогом наблюдаемого кризиса теплообмена может служить эффект Лейденфроста, когда капля жидкости отделена от нагреваемой поверхности пленкой пара. Можно предположить, что обнаруженный кризис теплообмена оп-

ределяется распадом струи на капли в результате термокапиллярной неустойчивости и взаимодействием капель с поверхностью нагрева.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При испарении недогретой пленки жидкости, стекающей по поверхности с локальным источником тепла в среду с инертным газом, при пороговом значении плотности теплового потока формируется горизонтальный вал жидкости. Ниже вала пленка разделяется на стекающие с определенной длиной волны струи. Длина волны является функцией капиллярной постоянной жидкости, плотности теплового потока и слабо зависит от числа Рейнольдса пленки. Интенсивное испарение и разрыв пленки жидкости не оказывают заметного влияния на длину волны неустойчивости. Эффект Марангони может приводить как к интенсификации, так и к ухудшению теплообмена в режиме гравитационно-термокапиллярного движения. При струйном режиме движения жидкости интенсивность теплообмена практически не зависит от плотности теплового потока. Формирование горизонтального вала в легко кипящей жидкости вызывает разрыв пленки между стекающими струями. Разрыв пленки приводит к скачкообразному снижению интенсивности теплообмена при переходе от режима гравитационно-термокапиллярного движения к режиму струйного течения. При испарении пленок жидкости в условиях существенного влияния термокапиллярной конвекции и малых числах Рейнольдса имеет место особый кризис теплообмена, характеризующийся распадом струи на капли и отторжением их от нагревателя. Имеющиеся в литературе корреляционные зависимости для нагревателей относительно больших размеров дают значения критических тепловых потоков на порядок выше, чем измеренные в эксперименте.

Работа выполнена при финансовой поддержке СО РАН по комплексному интеграционному проекту № 5, а также Европейской комиссии по контракту ERB IC15-CT98-0908.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Р. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: Наука, 1992.
2. Ганчев Б.Г. Охлаждение элементов ядерных реакторов стекающими пленками. М.: Энергоатомиздат, 1987.
3. Zhao L., Cerro R.L. Experimental Characterization of Viscous Film Flows over Complex Surfaces // Int. J. Multiphase Flow. 1992. V. 18. № 4. P. 495.
4. Bar-Cohen A., Sherwood G., Hodes M., Solbreken G.L. Gas-Assisted Evaporative Cooling of High Density Electronic Modules // IEEE Transactions on CPMT. 1995. V. 18, № 3. P. 502.

5. *Alhousseini A.A., Tuzla K., Chen J.C.* Falling Film Evaporation of Single Component Liquids // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1998. V. 41. P. 1623.
6. Кабов О.А. Теплоотдача от нагревателя с малым линейным размером к свободно стекающей пленке жидкости. Тр. 1-й Рос. нац. конф. по теплообмену. Т. 6. М.: Изд-во МЭИ, 1994. С. 90.
7. Кабов О.А., Дятлов А.В., Терещенко А.Г. Теплоотдача от нагревателя малого размера к свободно стекающей пленке водного раствора этилового спирта // *Теплофизика и аэромеханика*. 1996. Т. 3. № 1. С. 21.
8. *Kabov O.A., Marchuk I.V., Chupin V.M.* Thermal Imaging Study of the Liquid Film Flowing on Vertical Surface with Local Heat Source // *Russian J. of Eng. Thermophys.* 1996. V. 6, № 2. P. 104.
9. Кабов О.А. Формирование регулярных структур в стекающей пленке жидкости при локальном нагреве // *Теплофизика и аэромеханика*. 1998. Т. 5. № 4. С. 597.
10. *Marchuk I.V., Kabov O.A.* Numerical Simulation of Heat Transfer in a Falling Liquid Film with Allowance for Heat Conduction in Heaters // *Russian J. Eng. Thermophys.* 2000. V. 10. № 2. P. 147.
11. Гимбутис Г. Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости. Вильнюс: Моксклас, 1988.
12. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Гос. изд-во. физ.-мат. лит., 1959.
13. *Kabov O.A., Chinnov E.A.* Hydrodynamics and Heat Transfer in Evaporating Thin Liquid Layer Flowing on Surface with Local Heat Source // *Heat Transfer*. 1998. Proc. 11th Internat. Heat Transfer Conf., Kyongju, Korea. August 23–28. 1998. V. 2. P. 273.
14. Кирдяшкин А.Г. Структура тепловых гравитационных и термокапиллярных течений в горизонтальном слое жидкости в условиях горизонтально-го градиента температуры: Препринт № 79-82. Новосибирск: Ин-т теплофизики. 1982.
15. *Kabov O.A., Marchuk I.V., Tereshenko A.G.* Heat Transfer and Flow Pattern in Falling liquid Film on Surface with None Uniform Heat Flux Distribution. 4th World Conf. on Experimental Heat Transfer. Fluid Mech. and Thermodynamics. Brussels. June 2–6. 1997. V. 2. P. 1205.
16. *Marchuk I.V., Kabov O.A.* Numerical Modelling of Thermocapillary Reverse Flow in Thin Liquid Films under Local Heating // *Russian J. Eng. Thermophys.* 1998. V. 8. № 1–4. P. 17.
17. *Hartley D.E., Murgatroyd W.* Criteria for the Break-up of Thin Liquid Layers Flowing Isothermally over Solid Surfaces // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1964. V. 7. P. 1003.
18. *Kabov O.A., Tereshenko A.G., Sharina I.A.* Heat Transfer and Critical Heat Flux in Falling Liquid Film on Inclined Plate with Local Heat Source. Internat. Sympos. the Physics of Heat Transfer in Boiling and Condensation. 21–24 May 1997. Moscow. Russia. P. 269.
19. *Pavlenko A.N., Lel V.V.* Heat Transfer and Crisis Phenomena in Falling Films of Cryogenic Liquid // *Russian J. Eng. Thermophys.* 1997. V. 7. № 3–4. P. 177.
20. *Mudawwar I., Incropera T.A., Incropera F.P.* Boiling Heat Transfer and Critical Heat Flux in Liquid Films Falling on Vertically-Mounted Heat Sources // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1987. V. 30. P. 2083.
21. Кутателадзе С.С., Накоряков В. Е. Теплообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984.
22. Дорошук В.Е. Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах. М.: Энергоатомиздат, 1983.
23. *Fujita Y.* Boiling and Evaporation of Falling Film on Horizontal Tubes and its Enhancement on Grooved Tubes. Heat Transfer Enhancement of Heat Exchangers. NATO ASI Ser. Appl. Sci. 1999. V. 355, P. 325.