

УДК 536.423.4

Влияние угла наклона пластины на формирование струй и разрыв неізотермической пленки жидкости*

Е.А. Чиннов, И.А. Шарина

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

Экспериментально исследовано влияние угла наклона пластины к горизонту на расстояние между формирующимися струями и разрыв стекающей пленки воды на нагревателе размером 150×150 мм. Получены данные по зависимости расстояния между струями от плотности теплового потока и от угла наклона пластины. В экспериментах обнаружены две области влияния плотности теплового потока на расстояния между струями: при $\theta \geq 20^\circ$ расстояния между струями практически не зависят от плотности теплового потока, при $\theta \leq 15^\circ$ они уменьшаются с ростом плотности теплового потока. Выполнено обобщение данных по разрыву пленки с учетом влияния испарения. Показано, что влияние угла наклона на разрыв пленки практически отсутствует во всем диапазоне исследуемых чисел Рейнольдса.

ВВЕДЕНИЕ

В ряде технических устройств течение пленки жидкости происходит по наклонной поверхности. Исследование течения нагреваемой пленки в таких условиях важно для понимания механизмов теплообмена и кризисных явлений.

Формирование струй при смачивании изотермической наклонной поверхности тонкой пленкой жидкости исследовалось в [1]. Выполнены эксперименты, в которых некоторый объем жидкости выливался на наклонную пластину из сопла, расположенного вдоль ее верхней границы. Значительный промежуток времени течение имело двумерный характер. После того как фронт жидкости проходил определенное расстояние, его линия становилась неустойчивой. Экспериментально установлено, что длина волны неустойчивости является функцией поверхностного натяжения, ускорения силы тяжести и угла наклона пластины и достаточно слабо зависит от начального объема жидкости.

Исследование течения изотермической пленки 31 % раствора глицерина в воде по наклонной поверхности, образования и развития трехмерных волн содержится в работе [2]. Двумерные волны на поверхности пленки формировались искусственным образом за счет возмущений давления с определенной частотой в формирователе пленки. В верхней части лотка двигались двумерные волны, которые далее распадались на трехмерные синхронные. Наблюдалось также образование субгармонических трехмерных волн с чередованием гребней волн в шахматном порядке. Установлено, что длина волны поперечных трехмерных возмущений убывает с ростом числа Рейнольдса.

* Работа выполнена при финансовой поддержке Президента РФ (№ НШ-6749.2006.8), РФФИ (гранты № 05-08-33325-а, 06-01-00360-а) и СО РАН (Междисциплинарный интеграционный проект № 111).

В ряде работ изучалось формирование струй на вертикальных поверхностях с нагревателями разной конфигурации в неизотермических пленках жидкости. Выделено два режима, соответствующих различным механизмам формирования струй [3, 4]. Структуры двух А и Б типов различаются уровнем теплового потока, необходимого для их возникновения, величиной и характером зависимости расстояния между струями от плотности теплового потока и числа Рейнольдса.

В режиме А под действием термокапиллярных сил, направленных против течения, происходило утолщение пленки. При достижении пороговой плотности теплового потока течение разделялось на вертикальные струи, следующие с определенным расстоянием Λ и тонкую пленку между ними. Происходило формирование регулярных структур в режиме А, обнаруженных и исследованных в [5–7]. Как показано в [4], режим Б является следствием наложения двух механизмов неустойчивости: трехмерной гидродинамической и термокапиллярной. Деформации на поверхности пленки появляются в результате развития гидродинамической неустойчивости на нагревателях достаточной ширины и длины при $Re > 5$ в области формирования двумерных или трехмерных волн. Под действием термокапиллярных сил, направленных от более горячих областей к холодным, происходит рост деформации поверхности пленки. Формирование струйного течения происходит постепенно с ростом плотности теплового потока и расстояния от верхней кромки нагревателя.

В [8, 9] выполнено исследование влияния скатывающей силы на длину волны регулярных структур в термокапиллярном режиме А. Влияние скатывающей силы моделировалось изменением угла наклона пластины к горизонту. В работе [8] изучалось течение пленки 10-процентного раствора водно-спиртовой смеси по наклонной поверхности с нагревателем размером $6,75 \times 109$ мм. В [9] исследовалось формирование струй при течении однокомпонентной жидкости с малым поверхностным натяжением (перфтортриэтиламин). Для минимальных углов наклона ($\theta = 3 \div 5^\circ$) количество структур изменялось от 4 до 6, а для вертикальной поверхности составляло 17–20. Измерения выполнялись на двух нагревателях длиной 2,22 мм и 4,02 мм при углах наклона 3° , 5° , 11° , 24° , 45° и 90° для чисел Re , равных 1 и 2 соответственно.

Развитие регулярных структур и кризис теплообмена в стекающей по вертикальной поверхности ламинарно-волновой пленке исследовались в работах [10] и [11]. Эксперименты проводились для силиконовых масел различной вязкости в диапазоне чисел Рейнольдса от 2 до 39. Обнаружилось, что структуры появляются в остаточном слое жидкости между большими волнами, и их поперечный размер (Λ) не зависит от плотности теплового потока и расхода жидкости.

В [12] была развита модель из работы [13] на случай влияния термокапиллярных сил и были выведены критерии расчета устойчивости сухих участков, возникающих при нагреве пленок. Показано, что при определении стабильности сухих участков важен учет свойств рабочей жидкости. При течении воды доминирующими являются термокапиллярные силы. Критерий разрыва определяется совокупным влиянием термокапиллярной силы и динамического напора стекающей жидкости.

В [14] экспериментально исследовалось образование сухих пятен на обогреваемых протяженных поверхностях при $100 \leq Re \leq 400$. В экспериментах менялись начальная температура набегающего потока ($25 \div 50$ °С), теплофизические свойства жидкости (вода, этанол и 20-процентный раствор глицерина в воде) и длина рабочего участка (0,5, 1, 2,2 м). Экспериментальные данные для ламинарно-волнового течения пленки и нагревателей длиной $L \geq 1$ м с точностью $\pm 25\%$ обобщались критериальной зависимостью. Было показано, что критический тепловой поток разрыва пленки однозначно определяется числом Рейнольдса и растет с его увеличением.

В работе [15] отмечается, что обычно при изучении кризисного явления разрыва пленки за определяемую величину берут или плотность орошения (число Рейнольдса) или плотность теплового потока (критерий $K_p = -q_{bd} (\partial\sigma/\partial T) / [\lambda\rho(gv)^{2/3}]$, где q_{bd} — плотность критического теплового потока, соответствующая разрыву пленки, Вт/м², $\partial\sigma/\partial T$ — температурный коэффициент поверхностного натяжения, Н/м·К, λ — теплопроводность жидкости, Вт/(м·К), ρ — плотность жидкости, кг/м³, v — кинематическая вязкость жидкости, м²/с, g — ускорение свободного падения, м/с². В критерии K_p используют плотность теплового потока, при которой появляется устойчивое сухое пятно.

В работе [9] изучена зависимость плотности теплового потока, соответствующего формированию сухих пятен от угла наклона пластины к горизонту для перфтортриэтиламина и чисел Рейнольдса, равных 1 и 2, при начальной температуре натекающей пленки жидкости $T_0 = 30$ °С. Исследования выполнены для гладкой пленки жидкости при малых длинах пробега. Наблюдалась относительно слабая зависимость критического теплового потока от угла наклона. Степень в зависимости $q_{bd} \propto (\sin\theta)^n$ составляла $n = 0,05 \pm 0,21$. Для $Re = 2$ влияние угла наклона несколько меньше, чем для $Re = 1$.

В настоящее время отсутствуют данные по влиянию угла наклона пластины к горизонту на расстояние между струями и разрыв пленки при течении неизометрической волновой пленки жидкости.

Задачей настоящей работы является исследование влияния угла наклона пластины к горизонту на расстояние между струями и разрыв пленки при их формировании в термокапиллярно-волновом режиме (Б) на протяженном нагревателе.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальное исследование формирования структур в пленке воды проводилось на стенде, включающем рабочий участок с нагревателем размером 150×150 мм (рис. 1). Подробное описание экспериментальной установки приведено

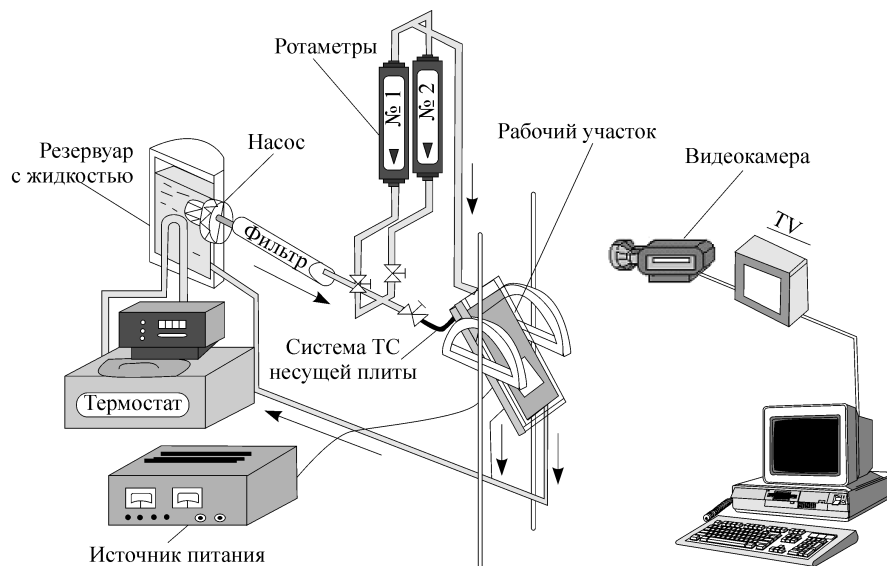


Рис. 1. Экспериментальный стенд.

в работе [16]. Для создания пленки использовался перемещаемый по пластине пленкоформирователь. Начальная температура жидкости поддерживалась термостатом и равнялась $T_0 = 20^\circ\text{C}$. Расстояние от распределительного устройства до нагревателя (X_n) составляло 130 мм. Число Рейнольдса пленки изменялось от 15 до 40 ($Re = \Gamma/\mu$, где Γ — удельный массовый расход жидкости, кг/(м·с), μ — коэффициент динамической вязкости жидкости, кг/(м·с)). Углы наклона θ пластины к горизонту составляли 15, 20, 25, 30, 45, 60, 70 градусов. Плотность теплового потока изменялась от нуля до значения, соответствующего разрыву пленки, и определялась по мощности нагревателя. Количество струй и расстояния между ними определялись визуально, а также посредством видео и фотосъемки в момент появления установившейся картины течения. Для каждого числа Re и угла наклона пластины измерения проводились дискретно с шагом изменения плотности теплового потока $0,05 \text{ Вт/см}^2$ до разрыва пленки. Разрыв фиксировался по появлению первого несмываемого сухого пятна.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Зависимость расстояния между струями от плотности теплового потока

По полученным в эксперименте данным построены зависимости расстояния между струями Λ от плотности теплового потока q для чисел Рейнольдса 38, 33, 22 и угла наклона пластины $\theta = 15, 20, 25, 30, 45, 60, 70$ градусов. На рис. 2, *a, b, c* приведены графики зависимости расстояния между струями от плотности теплового потока для $Re = 38, 33$ и 22 соответственно. Видно, что для угла наклона пластины $\theta \geq 20^\circ$ все линии лежат в диапазоне $\Lambda = 0,01 \div 0,014$ м с разбросом до 20 %. С ростом плотности теплового потока Λ практически не меняется. Данные для $\theta = 20 \div 70^\circ$ расположены ниже ранее полученных результатов для $\theta = 90^\circ$ [3, 4]. Для угла наклона пластины $\theta = 15^\circ$ расстояние между струями примерно в два раза больше, чем для остальных углов, и уменьшается (до 20 %) с ростом плотности теплового потока от 5500 до 16658 Вт/м². Известно, что при малых углах наклона и длинах пробега пленки двумерные и трехмерные волны не образуются или слабо выражены, поэтому закономерности формирования струй в термокапиллярно-волновом режиме Б могут существенно отличаться. Для объяснения полученного результата при $\theta = 15^\circ$ требуются дополнительные исследования формирования структур в режиме Б на протяженном нагревателе при малых углах наклона пластины к горизонту.

Зависимость расстояния между струями от угла наклона пластины

На рис. 3 показана зависимость безразмерного расстояния между струями от угла наклона пластины при формировании структур типа Б на протяженном нагревателе. Экспериментальные данные для чисел $Re = 38, 33, 22$ и 15 , угла наклона $\theta = 20 \div 70^\circ$ и больших плотностей тепловых потоков $q/q_{bd} \geq 0,4$ обобщаются зависимостью

$$\Lambda/l_\sigma = 4,3(\sin\theta)^{-0,04}, \quad (1)$$

где $l_\sigma = (\sigma/(\rho g))^{1/2}$, σ — коэффициент поверхностного натяжения, Н/м. Видно, что влияние угла наклона на расстояние между струями пренебрежимо мало. Разброс экспериментальных данных составил менее 20 %.

Ранее выполненные исследования формирования структур типа А на локальных нагревателях малого размера [8, 9] показали, что с уменьшением угла наклона поверхности к горизонту наблюдается равномерный рост расстояния между струями

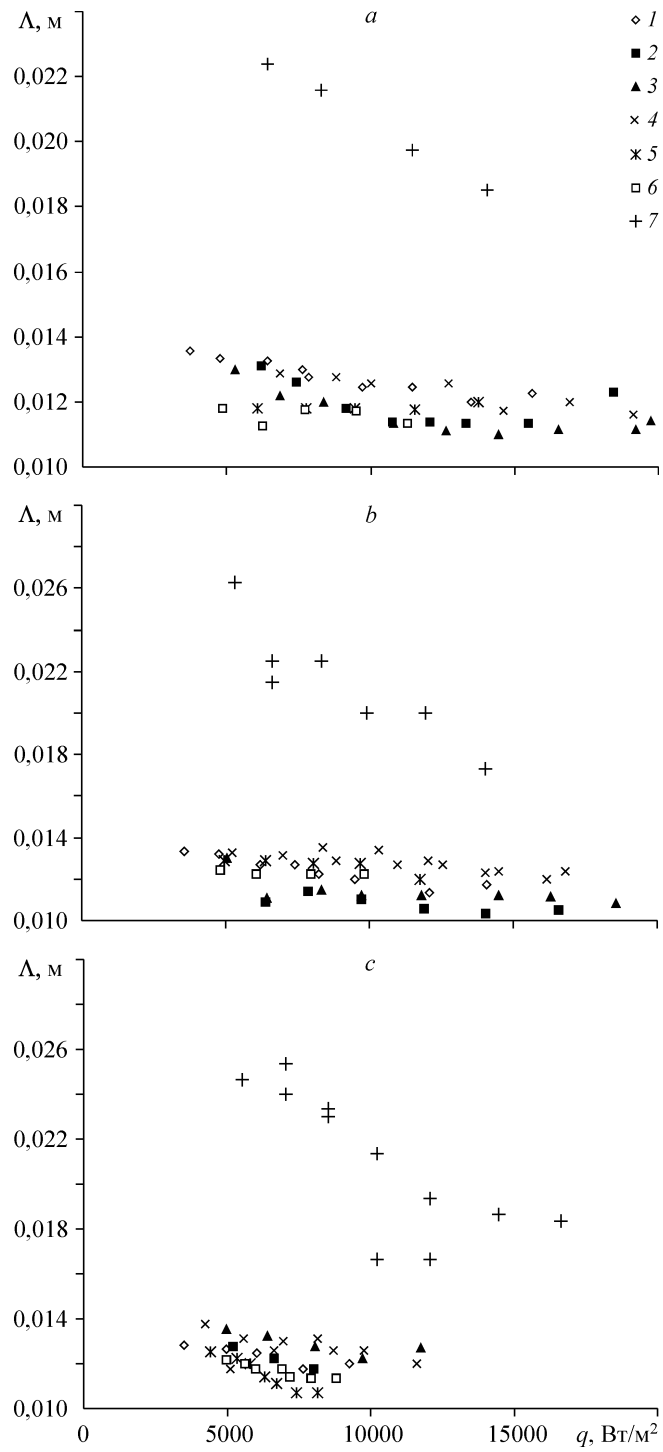


Рис. 2. Зависимость расстояния между струями от плотности теплового потока для $Re = 38$ (a), 33 (b), 22 (c).
 $\theta = 70^\circ$ (1), 60° (2), 45° (3), 30° (4), 25° (5), 20° (6), 15° (7).

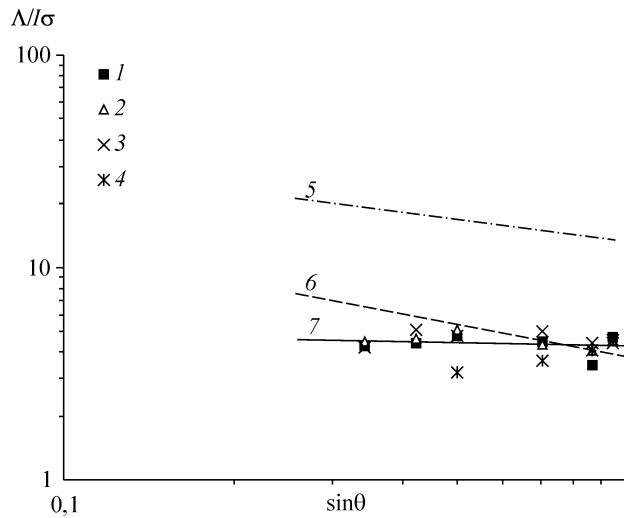


Рис. 3. Зависимость безразмерного расстояния между струями от $\sin \theta$ для $\theta > 15^\circ$ и больших тепловых потоков $q/q_{bd} \geq 0,4$ для разных чисел Рейнольдса.

Экспериментальные данные: $Re = 38$ (1), 33 (2), 22 (3), 15 (4); зависимости: 5 (2) и 6 (3), обобщающие данные работ [8, 9] и [1] соответственно, 7 — $\Lambda/l\sigma \sin \theta^{-0,04}$, обобщающая представленные экспериментальные данные.

(длины волны неустойчивости). Например, для $Re = 1$ и $\theta = 3^\circ$ длина волны была больше в два раза по сравнению с длиной волны на вертикальной поверхности. На рис. 3 показана зависимость, обобщающая указанные данные,

$$\Lambda/l\sigma = 3,8/(\sin \theta)^{-0,5}. \quad (2)$$

В работе [1] получена и экспериментально подтверждена зависимость длины волны от угла наклона поверхности

$$\Lambda = 7,5(A_t^{1/2} \sigma / \rho g \sin \theta)^{1/3}, \quad (3)$$

где A_t — площадь поперечного сечения пленки, m^2 (см. рис. 3). На рисунке видно, что с уменьшением угла наклона поверхности от 90° до 15° длина волны увеличивается на 36 %. Можно заключить, что при формировании термокапиллярно-волновых структур в режиме Б для $\theta \geq 20^\circ$ закономерность влияния угла наклона на расстояние между струями существенно отличается как от термокапиллярного режима А, так и от течения изотермической пленки жидкости.

Влияние числа Рейнольдса и угла наклона на разрыв пленки жидкости

Важным явлением, оказывающим влияние на эволюцию струй, является разрыв пленки жидкости, определяемый по появлению первого устойчивого сухого пятна в средней части нагревателя.

В работе было исследовано влияние угла наклона пластины на разрыв пленки жидкости. Разрыв пленки наблюдался при плотности теплового потока q_{bd} , которая всегда была несколько выше плотности теплового потока появления первых смываемых сухих пятен. При малых числах Рейнольдса ($Re \leq 22$) момент разрыва пленки в экспериментах наблюдался четко, и величина плотности теплового потока разрыва была примерно одинакова для всех исследованных углов наклона пластины. Зависимости плотности теплового потока разрыва (q_{bd}) пленки жидкости

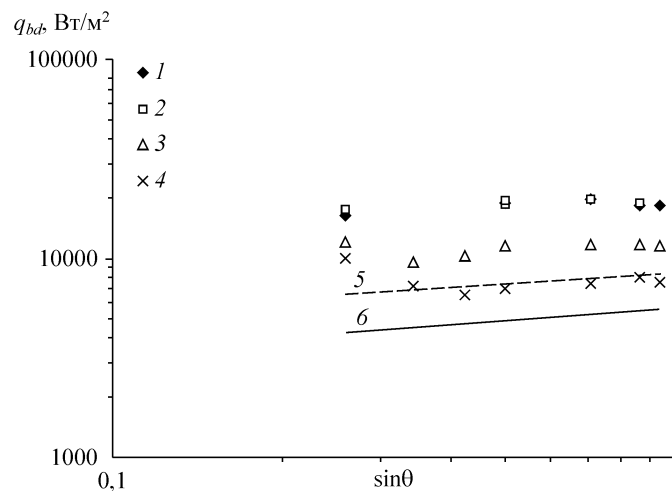


Рис. 4. Влияние угла наклона пластины на плотность теплового потока, соответствующего разрыву пленки.

Экспериментальные данные: вода, $T_0 = 20^\circ C$, нагреватель 150×150 мм, угол наклона $15-70^\circ$: $Re = 38$ (1), 33 (2), 22 (3), 15 (4); зависимости [9]: МД-3Ф, $Re = 1$, $T_0 = 30^\circ C$: 5 — нагреватель $4,02 \times 68$ мм, 6 — нагреватель $2,22 \times 68$ мм.

от угла наклона пластины для ряда чисел Re , представленные на рис. 4, подтверждают, что величина плотности теплового потока разрыва пленки практически не зависит от наклона пластины. Показатель степени в указанных зависимостях изменяется от $-0,08$ до $0,1$.

Слабое влияние угла наклона пластины на тепловые потоки разрыва пленки ранее было обнаружено в работе [9] для жидкости МД-3Ф. На рис. 4 представлены также зависимости для $Re = 1$, $T_0 = 30^\circ C$ и двух локальных нагревателей размером $4,02 \times 68$ мм и $2,22 \times 68$ мм. Показатель степени n в зависимости $q_{bd} \sim (\sin\theta)^n$ равен $0,18 \div 0,21$.

В то же время эксперименты подтверждают влияние на величину q_{bd} числа Рейнольдса. Критический тепловой поток разрыва пленки увеличивался с ростом числа Рейнольдса. Плотность критического теплового потока росла от $0,6$ W/cm^2 до $1,9$ W/cm^2 с ростом числа Рейнольдса от $10,6$ до 38 . При этом разброс экспериментальных точек увеличивался до $30-40\%$. Рост разброса экспериментальных точек можно объяснить снижением точности визуальных наблюдений в связи с интенсивным волнообразованием на поверхности пленки, приводящем к периодическому смыванию сухих пятен.

3. ОБОБЩЕНИЕ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ

Обобщение опытных данных по разрыву традиционно выполняется с использованием критерия разрыва (K_p), который следует из теоретической модели, предложенной в работе [12]. Оценка термокапиллярного эффекта выполнялась на основе изменения градиента температуры по толщине пленки.

Данные для достаточно протяженных нагревателей длиной $L \leq 1$ м и $Re \leq 200$ в работе [14] обобщаются зависимостью

$$K_p = 0,522 Re^{0,4}. \quad (4)$$

Данные для локального нагревателя размером 6,5×13 мм при течении воды, растворов спирта в воде и МД-3Ф обобщены в работе [17] зависимостью

$$K_p = 8,14 \text{Re}^{0,98} (\sin \theta)^{0,27}. \quad (5)$$

Квадрат смешанной корреляции R^2 , вычисляемый по формуле

$$R^2 = 1 - \frac{\sum(Y_i - \bar{Y}_i)^2}{(\sum Y_i^2) - \frac{(\sum Y_i)^2}{n}}, \quad (6)$$

где n — число экспериментальных точек, Y_i — значения зависимой переменной, \bar{Y}_i — среднее арифметическое значений зависимой переменной, и достаточно точно характеризующий степень приближения значений линии тренда к эмпирическим данным, был достаточно высоким ($R^2 = 0,93$).

В работе [12] опытные данные для воды, растворов спирта в воде и МД-3Ф для нагревателей длиной $L = 2,2 \div 150$ мм и $\text{Re} = 0,3 \div 226$ обобщаются зависимостью

$$K_p = 1932 \text{Re}^{0,66} \left[\frac{(v^2 / g \sin \theta)^{1/3}}{L} \right]^{0,90} \text{Pr}^{-0,18}. \quad (7)$$

С использованием параметра K_m , который может рассматриваться как критерий термокапиллярного разрыва, полученные данные для различных жидкостей и углов наклона пластины к горизонту обобщаются в [17] зависимостью

$$K_m = 0,64 \text{Re}^{1,06} (\sin \theta)^{0,56}. \quad (8)$$

В последнем случае степень корреляции, вычисляемая по формуле (6), несколько выше, чем в случае обобщения данных в работе [17] по зависимости (5) и составляет $R^2 = 0,97$.

Отличие параметров K_m и K_p заключается в различной оценке характерного градиента температуры на поверхности пленки. При нагреве стекающих тонких пленок жидкости, недогретых до температуры насыщения, подход, изложенный в работе [12], завышает на порядок оценку термокапиллярных сил (см. работу [18]). В случае критерия K_m оценка термокапиллярного эффекта выполняется по зависимости $dT/dx = q_{bd}/C_p \mu \text{Re}$, где C_p — удельная теплоемкость, Дж/кгК.

В рассмотренных обобщениях по разрыву пленки не учитывалось тепло, расходуемое на испарение пленки, которое всегда существенно при малых числах Re для не слишком коротких нагревателей. По этой же причине зависимостью (8) не удалось обобщить данные для легкокипящей жидкости FC-72.

В [4] выполнено обобщение данных по разрыву вертикально стекающей пленки с учетом влияния испарения. Средняя плотность теплового потока и модифицированное число Марангони, соответствующие разрыву пленки, определялись следующим образом: $q_{bd} = q - q_s = q(1 - q_s/q)$, $K_m = -q_{bd} \sigma / (C_p \rho^2 g^{2/3} v^{5/3})$, $K_m^* = K_m L / l_v$, где q_s — плотность теплового потока с поверхности пленки, Вт/м², K_m^* — модифицированный критерий термокапиллярного разрыва, l_v — масштаб вязкогравитационного взаимодействия, $l_v = (v^2/g)^{1/3}$, м. Плотность теплового потока с поверхности пленки определялась экспериментально по балансу тепла и по измерению тепла, выделенного при конденсации пара.

Полученные данные для углов наклона пластины $\theta = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ и 70° хорошо согласуются с данными для различных жидкостей при $\theta = 90^\circ$ (рис. 5).

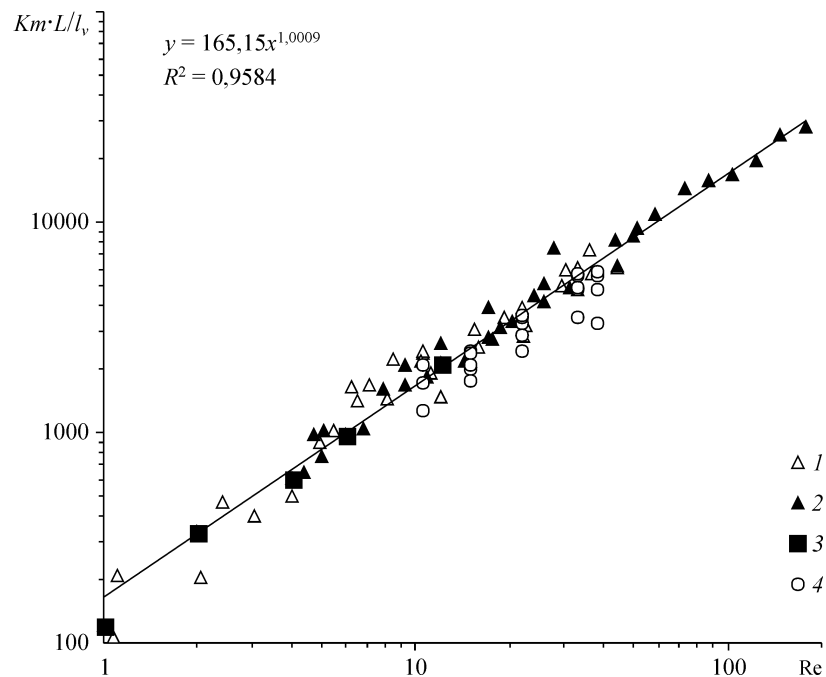


Рис. 5. Обобщение опытных данных по разрыву пленки при $\theta = 90^\circ$: вода (1), FC-72 (2), МД-3Ф (3), при $\theta = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 70^\circ$ вода (4).

Все данные обобщаются зависимостью $K_m^* = 165Re^{1,0}$. При этом степень корреляции равна 0,96. Можно утверждать, что влияние угла наклона на разрыв пленки, стекающей по протяженному нагревателю, выражено слабо во всем исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса.

ВЫВОДЫ

Обнаружено, что для угла наклона пластины $\theta \geq 20^\circ$ с ростом плотности теплового потока расстояние между струями практически не меняется, для $\theta < 20^\circ$ расстояние между струями изначально значительно больше и уменьшается с ростом теплового потока. Для объяснения полученного результата требуются дополнительные исследования формирования структур в режиме (Б) на протяженном нагревателе при малых углах наклона пластины к горизонту.

Установлено, что в отличие от гладкой пленки жидкости (при формировании структур в режиме А скатывающая сила оказывает существенное влияние на количество струй) влияние угла наклона на расстояние между струями при формировании структур в режиме Б для $\theta \geq 20^\circ$ отсутствует, что, по-видимому, связано с волновым характером движения пленки.

Показано, что угол наклона пластины практически не влияет на плотность теплового потока, соответствующего разрыву пленки жидкости. В то же время эксперименты подтверждают влияние на величину q_{bd} числа Рейнольдса и протяженности нагревателя по потоку. Данные обобщаются зависимостью $K_m^* = 165Re^{1,0}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Huppert H.E. Flow and instability of a viscous current down a slope // Nature. — 1982. — Vol. 300. — P. 427–429.
2. Liu J., Schneider J.B., Gollub J.P. Tree-dimensional instabilities of film flows // Phys. Fluids. — 1995. — Vol. 7 (1). — P. 55–67.

3. **Чиннов Е.А., Кабов О.А.** Формирование струйных течений при гравитационном стекании волновой нагреваемой пленки жидкости // ПМТФ. — 2003. — Т. 44, № 5. — С. 128–137.
4. **Чиннов Е.А.** Гидродинамика и теплообмен в капиллярных течениях с естественной циркуляцией: Дисс. на соиск. ... докт. физ.-мат. наук. — Новосибирск, 2004. — 347 с.
5. **Kabov O.A., Diatlov A.V., Marchuk I.V.** Heat transfer from a vertical heat source to falling liquid film // Proc. of the First Inter. Symp. on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation. — 1995. — Vol. 1. — P. 203–210.
6. **Kabov O.A., Marchuk I.V., Chupin V.M.** Thermal imaging study of the liquid film flowing on vertical surface with local heat source // Russ. J. Engng Thermophys. — 1996. — Vol. 6, No. 2. — P. 104–138.
7. **Kabov O.A., Chinnov E.A.** Heat transfer from a local heat source to a subcooled falling liquid film evaporating in a vapor-gas medium // Russ. J. Engng Thermophys. — 1997. — Vol. 7, No. 1/2. — P. 1–34.
8. **Kabov O.A., Legros J.C., Muzykantov A.V., Tereshenko A.G., Zaitsev D.V.** The influence of surface inclination angle and Reynolds number on the wavelength of the regular structures formed by local heating of gravitationally falling liquid film // APOLLONIA'99, Joint Meeting of 4th Workshop "Transport Phenomena in Two-Phase Flow" and "EFCE Working Party on Multiphase Fluid Flow". — Sozopol, Bulgaria. — 11-16 September. — 1999. — P. 243–250.
9. **Chinnov E.A., Kabov O.A., Muzykantov A.V., Zaitsev D.V.** Influence of plate inclination on heat transfer and breakdown of locally heated flowing liquid film // Heat and Technol. — 2001. — Vol. 19, No. 1. — P. 31–44.
10. **Zuber N., Staub F.W.** Stability of dry patches forming in liquid films flowing over heated surfaces // Inter. J. Heat and Mass Transfer. — 1966. — Vol. 9. — P. 897–905.
11. **Hartley D.E., Murgatroyd W.** Criteria for the break-up of thin liquid layers flowing isothermally over a solid surface // Inter. J. Heat Mass Transfer. — 1964. — Vol. 7. — 1003 p.
12. **Гогонин И.И., Дорохов А.Р., Бочагов В.Н.** К вопросу образования "сухих пятен" в стекающих тонких пленках жидкости // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1977. — Вып. 3, № 13. — С. 46–51.
13. **Гимбутис Г.** Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости. — Вильнюс: Моксклас, 1988.
14. **Chinnov E.A., Kabov O.A., Marchuk I.V., Zaitsev D.V.** Heat transfer and breakdown of subcooled falling liquid film on a vertical middle size heater // Heat and Technol. — 2002. — Vol. 20, No. 1. — P. 69–78.
15. **Кабов О.А.** Разрыв пленки жидкости, стекающей по поверхности с локальным источником тепла // Теплофизика и аэромеханика. — 2000. — Т. 7, № 4. — С. 537–545.
16. **Кабов О.А., Марчук И.В.** Термографическое исследование термокапиллярной конвекции в пленке жидкости, стекающей по наклонной поверхности с локальным источником тепла // Тр. II Российской национальной конф. по теплообмену. — М. 1998. — Т. 4. — С. 313–316.

Статья поступила в редакцию 20 июня 2007 г.