

03;11

## Экспериментальное исследование волнового течения пленки жидкости по нагреваемой поверхности

© Д.В. Зайцев, Е.А. Чиннов, О.А. Кабов, И.В. Марчук

Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск

E-mail: zaitsev@itp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 25 августа 2003 г.

Проведено экспериментальное исследование волнового течения пленки воды по вертикальной пластине с нагревателем  $150 \times 150$  mm. Воздействие теплового потока на волновое течение пленки жидкости приводит к формированию в пленке периодически стекающих струй и тонкой пленки между ними. При помощи волоконно-оптического датчика отражательного типа измерена толщина пленки между струями. Обнаружено, что с увеличением теплового потока средняя толщина пленки между струями плавно уменьшается, но при достижении  $h \approx 0.5h_0$  пленка внезапно разрывается. Установлено, что снижение амплитуды волн в межструйной области при уменьшении локального расхода жидкости происходит более быстро, чем этого требуют законы „холодной гидродинамики“.

Проблема волнового течения пленки жидкости за последние десятилетия была объектом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований [1]. Однако подавляющее большинство авторов не выходят за рамки изотермического течения. Характеристики волнового движения пленки жидкости в условиях существенного влияния термокапиллярных эффектов практически не исследованы. Можно выделить только несколько теоретических работ, опубликованных в самое последнее время [2,3].

В настоящей работе проводится экспериментальное исследование волнового течения пленки воды по вертикальной пластине с нагревателем  $150 \times 150$  mm. Расстояние от распределительного устройства до нагревателя 120 mm. Число Рейнольдса  $Re = 22$  ( $Re = \Gamma/\mu$ , где  $\Gamma$  — удельный массовый расход жидкости,  $\mu$  — динамическая вязкость жидкости). Начальная температура жидкости  $T_0 = 24^\circ\text{C}$ . Обнаружено, что при увеличении теплового потока на нагревателе  $q$  распределение

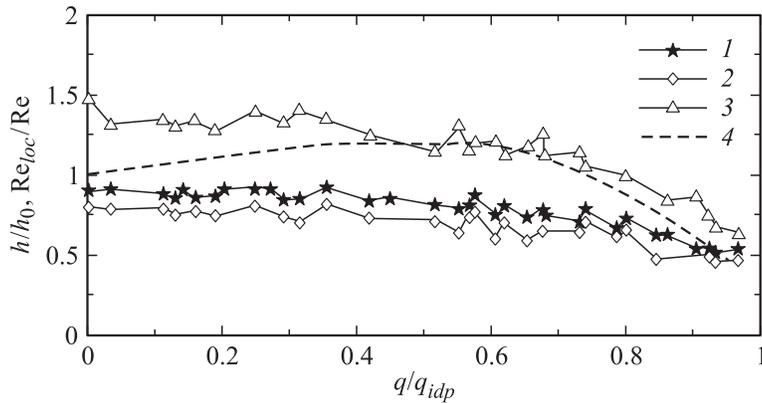
Сравнение результатов измерений, полученных в изотермическом случае, с данными из литературы

	Фазовая скорость волн $c$ , cm/s	Толщина гребня волн $h_{\max}$ , mm	Толщина остаточного слоя $h_{res}$ , mm
Данные авторов, $q = 0$	24.2	0.263	1.141
Данные [1], вода, $Re = 22$ , $\lambda = 22$ mm, $T_0 = 20^\circ\text{C}$	27.0	0.298	0.133

расхода жидкости в поперечном направлении становится неоднородным: формируются струи, стекающие с определенной длиной волны, между которыми пленка выглаживается и утоняется. При дальнейшем увеличении теплового потока, в области тонкой пленки между струями образуются сухие пятна. Струи ограничивают распространение сухих пятен по нагревателю в поперечном направлении.

Толщина пленки измеряется при помощи волоконно-оптического датчика отражательного типа, установленного со стороны свободной поверхности пленки. Точка измерений расположена в области тонкой пленки между струями вблизи нижней кромки нагревателя. Датчик состоит из двух световодов: зондирующего, из которого излучение направляется в сторону пленки, и приемного, в который попадает излучение, отраженное от поверхности пленки. Метод основан на зависимости интенсивности отраженного света от расстояния между отражающей поверхностью и датчиком. Размер светового пятна на поверхности пленки составляет 0.25–0.45 mm. Устройство датчика и методика измерений изложены в [4].

При  $q = 0$  волновая картина в области измерений представляет собой последовательность одиночных двумерных волн, распространяющихся по остаточному слою, как это показано в [1]. При помощи видеокамеры установлено, что средняя длина волны  $\lambda = 22$  mm. При увеличении теплового потока длина волны практически не изменяется. В таблице приведено сравнение результатов измерений для  $q = 0$  с данными [1], полученными для двумерных волн, возбуждаемых пульсациями расхода жидкости. Характеристики возбужденных волн определяются расходом жидкости и частотой наложенных колебаний и



**Рис. 1.** Влияние теплового потока на среднюю толщину пленки (1), толщину остаточного слоя (2), амплитуду крупных волн (3) и локальное число Рейнольдса (4).

не зависят от амплитуды колебаний. Как видно из таблицы, естественные волны имеют несколько меньшую амплитуду, чем возбужденные волны, хотя в целом имеется удовлетворительное соответствие между результатами настоящего исследования и [1].

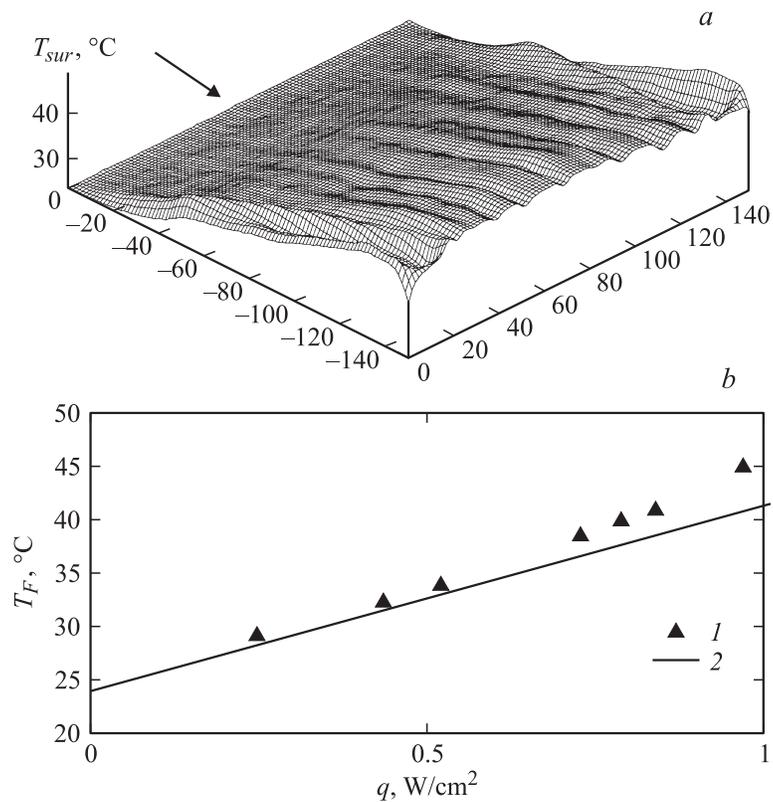
На рис. 1 представлены данные по амплитуде крупных волн, средней толщине и остаточному слою в зависимости от безразмерного теплового потока  $q/q_{idp}$ , где  $q_{idp} = 0.99 \text{ W/cm}^2$  — тепловой поток, при котором в области измерений образуется сухое пятно. Каждая точка получена усреднением данных по временному интервалу 2–5 с. При  $q = 0$  средняя толщина пленки примерно на 10% меньше величины, вычисленной по формуле Нуссельта для ламинарной пленки жидкости  $h_0 = (3\mu\Gamma/\rho^2g)^{1.3} = 0.178 \text{ mm}$ , где  $\rho$  — плотность жидкости. Это согласуется с результатами [1], где было показано, что уменьшение толщины пленки по сравнению с формулой Нуссельта происходит для сильнонелинейных волн типа последовательности солитонов, разделенных остаточным слоем. Было установлено, что для безразмерных волновых чисел  $k = 2\pi h_0/\lambda < 0.1$  уменьшение может достигать 10–12%. В нашем случае  $k = 0.05$ .

Из рис. 1 видно, что с увеличением теплового потока все три параметра сначала практически не изменяются, но по достижении

$q = 0.4 - 0.5q_{idp}$  начинают уменьшаться, что связано с началом формирования струй. Волновое течение сохраняется вплоть до разрыва, но амплитуда волн снижается в 3–4 раза. При увеличении теплового потока средняя толщина пленки плавно уменьшается, но по достижении величины  $h \approx 0.5h_0$  пленка резко разрывается, таким образом, процесс термокапиллярного разрыва пленки происходит в два этапа: 1) локальное утонение пленки под действием термокапиллярных сил; 2) резкий разрыв пленки после достижения ею в месте наибольшего утонения некоторой критической толщины, которая, по-видимому, соответствует разрыву пленки в изотермических условиях.

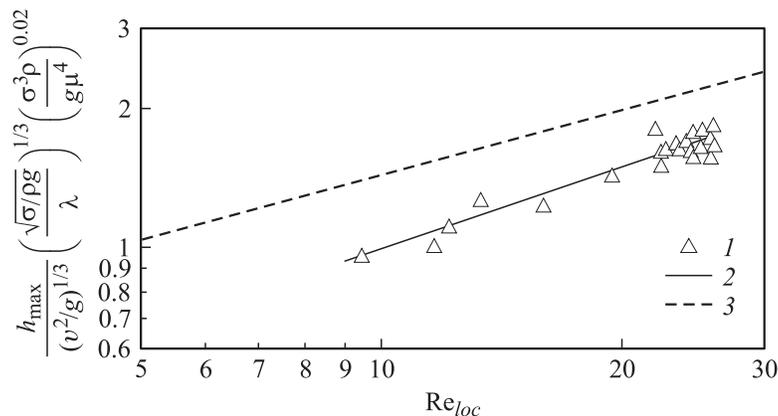
В [4] была измерена толщина пленки между струями в „регулярных структурах“, образующихся при локальном нагреве стекающей гладкой пленки жидкости (нагреватель  $6.7 \times 68 \text{ mm}$ ,  $Re = 2$ ). Любопытно, что, несмотря на то что число Рейнольдса пленки было существенно меньше, чем в данной работе, утонение пленки перед разрывом оказалось также около 50% от первоначальной толщины. Необходимо заметить, что в [4] в качестве рабочей жидкости использовался 10%-ный раствор этилового спирта в воде.

На рис. 1 пунктирной линией показано изменение локального числа Рейнольдса в точке измерений, рассчитанного с учетом изменения локальной средней толщины пленки и с учетом температурной зависимости свойств жидкости  $Re_{loc}/Re = (h_{loc}/h_{q=0})^3 (v_{q=0}/v_{loc})^2$ , где  $v = \mu/\rho$  — кинематическая вязкость жидкости. Среднемассовая температура пленки в точке измерений для относительно малых тепловых потоков  $q < 0.5 \text{ W/cm}^2$  определялась по балансу тепла. Для  $q > 0.5 \text{ W/cm}^2$ , когда в пленке формируются струи и локальный расход жидкости изменяется, среднемассовая температура определялась по данным измерений температуры поверхности пленки и поверхности нагревателя. Температура поверхности пленки определялась при помощи инфракрасного сканера. Термограмма поверхности пленки в области нагревателя для  $q = 0.97 \text{ W/cm}^2$  показана на рис. 2, *a*. Видно, что в нижней части нагревателя распределение температуры неоднородно, что связано с неоднородным распределением толщины пленки. Температура поверхности нагревателя определялась при помощи термомпары. Среднемассовая температура определялась как среднеарифметическое значение между температурой поверхности пленки и температурой поверхности нагревателя. Разница между указанными температурами не превышает  $1^\circ\text{C}$ , а погрешность определения среднемассовой температуры не превышает  $0.5^\circ\text{C}$ . На рис. 2, *b* показана измеренная и



**Рис. 2.** *a* — распределение температуры на поверхности пленки в области нагревателя,  $q = 0.97 \text{ W/cm}^2$ , стрелкой показано направление течения; *b* — среднemasсовая температура пленки в точке измерений: 1 — измеренная при помощи термопары и инфракрасного сканера, 2 — рассчитанная по балансу тепла.

рассчитанная по тепловому балансу среднemasсовая температура в зависимости от теплового потока. При  $q < 0.5 \text{ W/cm}^2$  толщина пленки жидкости существенно не изменяется (рис. 1), и различие между расчетом и экспериментом не превышает  $1^\circ\text{C}$ . При  $q > 0.5 \text{ W/cm}^2$  это различие начинает увеличиваться и к моменту разрыва пленки



**Рис. 3.** Сравнение данных по амплитуде волн в нагреваемой пленке жидкости с обобщением для изотермического течения [1]: 1 — амплитуда волн в нагреваемой пленке; 2 — обобщение данных,  $y = 0.25x^{0.59}$ ; 3 — обобщение для возбужденных волн в случае изотермического течения,  $y = 0.49x^{0.46}$  [1].  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения.

( $q = 0.99 \text{ W/cm}^2$ ) достигает  $5^\circ\text{C}$ . Для среднего градиента температуры вдоль течения пленки расчет по тепловому балансу для  $q \approx q_{idr}$  дает значение  $0.12 \text{ K/mm}$ , а судя по показаниям термопар, средний градиент в этот момент составляет  $0.13 \text{ K/mm}$ .

На рис. 3 приводится сравнение данных по амплитуде волн, представленных на рис. 1, с обобщением [1] для амплитуды возбужденных волн при изотермическом течении. Данные для естественных волн (в том числе и при  $q = 0$ ) лежат примерно на 25% ниже данных для возбужденных волн. По-видимому, при искусственном возбуждении волны приобретают несколько бóльшую амплитуду. Показатель степени при  $Re_{loc}$  для естественных волн (нагреваемая пленка) несколько больший (0.59), чем для возбужденных волн (0.46), т. е. при увеличении теплового потока, уменьшение локального расхода жидкости приводит к более резкому уменьшению амплитуды волн, чем этого требуют законы „холодной гидродинамики“. Это не подтверждает результаты теоретического исследования [2], согласно которому при движении пленки жидкости по нагретой поверхности с неотрицательным градиентом температуры вдоль течения (в нашем случае реализуется положительный

градиент), увеличение нагрева должно приводить к росту амплитуды волн. Данное несоответствие, по-видимому, может быть объяснено тем, что в [2] решалась двумерная задача, в то время как в нашем случае течение пленки имеет существенно трехмерный характер.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-16478).

## Список литературы

- [1] *Алексеев С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г.* Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск, 1992. 256 с.
- [2] *Miladinova S., Slavtchev S., Lebon G.* et al. // J. Fluid Mech. 2001. V. 453. P. 153–175.
- [3] *Scheid B., Oron A., Colinet P.* et al. // Physics of fluids. 2002. V. 14. N 12. P. 4130–4151.
- [4] *Zaitsev D.V., Kabov O.A., Evseev A.R.* // Experiments in Fluids. 2003. V. 34. N 6. P. 748–754.