



# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. Н. Павленко, В. В. Лель, А. Ф. Серов, А. Д. Назаров, Динамика течения интенсивно испаряющейся волновой пленки жидкости, *Прикл. мех. техн. физ.*, 2001, том 42, выпуск 3, 107–115

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением  
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.87

8 февраля 2025 г., 06:32:44



УДК 536.248

## ДИНАМИКА ТЕЧЕНИЯ ИНТЕНСИВНО ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ ВОЛНОВОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ

А. Н. Павленко, В. В. Лель, А. Ф. Серов, А. Д. Назаров

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

Представлены результаты экспериментального исследования поведения ламинарно-волновой пленки жидкого азота при ее интенсивном испарении в условиях гравитационного течения по вертикальной локально нагреваемой поверхности. Обнаружено, что при определенных тепловых потоках происходит существенное изменение формы остаточного слоя и увеличение относительной амплитуды крупных волн. Впервые получены данные об изменении плотности вероятности локальной толщины пленки в зависимости от плотности теплового потока в диапазоне чисел Рейнольдса от 32 до 103. Показано влияние плотности теплового потока на фазовую скорость и форму крупных волн. В зависимости от продольной координаты вдоль течения волновой пленки насыщенной жидкости определены плотности теплового потока, при которых возникают “сухие” пятна.

В промышленных аппаратах для интенсификации процессов тепломассопереноса широко используются пленочные течения жидкости по поверхности элементов теплообменников. В настоящее время проведено большое количество теоретических и экспериментальных исследований гидродинамики волнового течения испаряющейся пленки жидкости [1–3]. Большая часть работ посвящена исследованию пленочного течения на экспериментальных участках большой длины с использованием в качестве рабочего тела воды, водоглицериновой смеси и масел. Вследствие этого в экспериментальных исследованиях режимы течения испаряющейся пленки насыщенной жидкости были ограничены малыми плотностями тепловых потоков.

Уравнение, описывающее течение пленки при числах Рейнольдса  $Re \gg 1$  в условиях отсутствия теплового потока, получено в работе [4]. В предложенной модели отсутствуют диссипативные члены. Вследствие этого уравнение не имеет установившихся решений в виде конечно-амплитудных волн. В работе [5] показано, что диссипация появляется в следующем приближении по малому параметру. Из анализа этого уравнения следует, что член уравнения, связанный с поверхностным натяжением, всегда отрицателен, что приводит к диссипации (затуханию возмущений), а член, связанный с вязкостью, положителен, что приводит к росту возмущений, перекачке энергии от основного потока к возмущению. Реальное течение пленки еще более сложное. Применение в настоящей работе статистических методов обработки экспериментальных данных по волновым характеристикам позволило определить зависимость между отдельными параметрами.

Динамика поведения испаряющихся турбулентно-волновых пленок воды при числах Рейнольдса в верхней точке обогреваемой поверхности  $Re_+ > 3000$  с использованием статистических методов изучалась в работе [6]. В то же время авторам не известны экспериментальные исследования динамики течения интенсивно испаряющихся ламинарно-волновых пленок насыщенной жидкости.

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 00-02-17923).

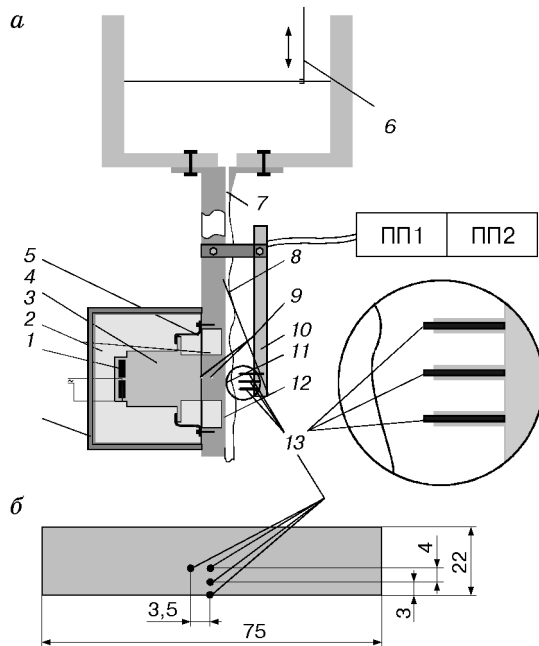


Рис. 1. Схема экспериментального участка (а) и вид нагревателя спереди (б):

1 — защитная стеклотекстолитовая крышка, 2 — резистивные нагреватели, 3 — теплоизолятор, 4 — медный проводник тепла, 5 — прижимные пластины, 6 — подвижная планка с уровнями, 7 — распределительная щель, 8 — пленка жидкого азота, 9 — терморезисторы, 10 — плата микрондов, 11 — тепловыделяющая поверхность, 12 — рабочая дюралюминиевая пластина, 13 — четыре емкостных микрондова; ПП — первичный преобразователь, ВП — вторичный преобразователь

Устойчивость безволнового стекания по вертикальной плоскости испаряющейся пленки исследована в [7, 8]. Показано, что испарение оказывает дестабилизирующее влияние и расширяет диапазон нарастающих во времени длинноволновых возмущений. В работе [9] развит интегральный подход к описанию поведения волн на испаряющейся пленке насыщенной жидкости без предположения малости амплитуды. Автором этой работы теоретически описано возникновение “сухих” пятен на теплоотдающей поверхности на основе анализа нелинейных режимов для различных типов волн в области малых чисел Рейнольдса, когда кипение в испаряющейся пленке жидкости подавлено. В теоретической работе [10] показано, что на интенсивность теплообмена влияют три фактора: теплопроводность через остаточный слой, через гребни крупных волн, а также возможные вихри внутри гребня волны.

Так как высота пакетов пластинчатых аппаратов в криогенной технике невелика, а вязкость, поверхностное натяжение и краевой угол смачивания криогенных жидкостей малы, использование имеющихся в литературе приближенных зависимостей для расчета характеристик испаряющейся волновой пленки криогенной жидкости необходимо дополнять экспериментальными данными. Однако получение этих данных связано с большой сложностью проведения исследований в области криогенных температур.

Целью данной работы является экспериментальное исследование динамики течения интенсивно испаряющейся ламинарно-волновой пленки жидкости, стекающей по вертикальной обогреваемой поверхности.

**Экспериментальная установка.** Опыты проводились на экспериментальном участке, схема которого представлена на рис. 1. Подробное описание экспериментальной установки приведено в работе [11]. Эксперименты проводились при атмосферном давлении с использованием в качестве рабочей жидкости азота. Теплообмен происходил при поверхностном испарении пленки жидкости, нагретой на входе до температуры насыщения. Число Прандтля в данных условиях для жидкого азота составляет  $Pr = 2,3$ . Пленка жидкого азота из щелевого распределителя стекала по вертикальной поверхности дюралюминиевой пластины 12 с размерами  $280 \times 75$  мм и набегала на тепловыделяющую часть поверхности. Расстояние от щели до области локального нагрева, равное 160 мм, обеспе-

чивало течение пленки жидкости по тепловыделяющей поверхности в режиме гидродинамической стабилизации. В эксперименте с помощью трехканального емкостного датчика измерялась локальная толщина пленки. Расход жидкости регистрировался объемным методом. Измерялись температура поверхности (с использованием терморезистивных датчиков) и плотность теплового потока. Постоянная степень орошения на экспериментальном участке обеспечивалась фиксацией уровня жидкости над распределительной щелью. Использование калиброванного объема сосуда позволяло контролировать расход с погрешностью 4%. Локальный нагрев осуществлялся резистивными нагревателями от стабилизированного источника тока. Плотность теплового потока в экспериментах изменялась от 0 до  $4 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup> и измерялась с погрешностью около 5% (с учетом тепловых потерь).

Тепловой поток к рабочей пластине передавался через медный проводник тепла 4, в котором были установлены 24 нагревателя 2 (рис. 1). Необходимый контакт медного проводника тепла 4 с пластиной осуществлялся с помощью прижимных скоб 5. Для сведения к минимуму теплостока из зоны тепловыделения в рабочей пластине были сделаны выемки с толщиной пластины на дне выемок 0,6 мм. Медный проводник тепла был теплоизолирован полиуретановой вставкой 3 с фиксирующей стеклотекстолитовой крышкой 1. На нагреваемом участке пластины были установлены три локальных терморезистивных датчика температуры 9 марки ППТ, температурная калибровка которых была проведена в диапазоне 70–150 К. Для обеспечения максимально плотного контакта термодатчиков с теплопередающей стенкой и сведения к минимуму утечек тепла по выходным проводам термодатчиков отверстия, в которые они устанавливались, были заполнены медной пудрой. Температура тепловыделяющей поверхности восстанавливалась по показаниям термодатчиков методом тепловой стенки.

Напротив области нагрева 11 (рис. 1) вдоль направления течения пленки жидкости был установлен блок, состоящий из четырех емкостных датчиков 13, с помощью которых исследовалось изменение локальной толщины пленки жидкости и волновых характеристик вдоль направления течения. Преимущество емкостного метода состоит в том, что используемые датчики не вносят возмущения в поток стекающей жидкости и имеют высокую чувствительность. В основе метода лежит принцип регистрации изменения электрической емкости конденсатора датчика в зависимости от толщины пленки жидкости, стекающей между его обкладками.

Высокочастотный электрический сигнал, пропорциональный локальной толщине пленки жидкости, формируется первичным преобразователем, который содержит два одинаковых автогенератора, работающих на частоте примерно 30 МГц. В колебательный контур одного из генераторов включен емкостный зонд, расположенный над поверхностью теплообменника. Амплитуда выходного сигнала первичного преобразователя имеет низкочастотную составляющую, равную разности частот генераторов (частота биений около 100 кГц) и пропорциональную толщине пленки под зондом. Последующая обработка сигнала происходит во вторичном преобразователе, где он детектируется, фильтруется и усиливается. Измерение мгновенной частоты  $f(\tau)$  осуществляется специальным модулем. Совместно с обслуживающей программой модуль позволяет измерять частоту биений  $f(\tau)$  за минимальное время  $\tau = 0,5$  мс, что соответствует тактовой частоте измерителя толщины пленки  $F = 2$  кГц. Объем оперативной памяти для трех одновременно регистрируемых каналов при имеющейся тактовой частоте позволяет исследовать волновой процесс на поверхности пленки с максимальными частотами до 700 Гц. В зависимости от задач исследования имеется возможность задавать оптимальные параметры регистрирующей аппаратуры. В данной работе исследуемые режимы пленочного течения характеризуются частотами до 200 Гц. Поэтому интервал дискретизации измеряемой частоты  $f(\tau)$  принят равным 1 мс. В этом случае тактовая частота дискретизации равна  $F = 1$  кГц, что позво-

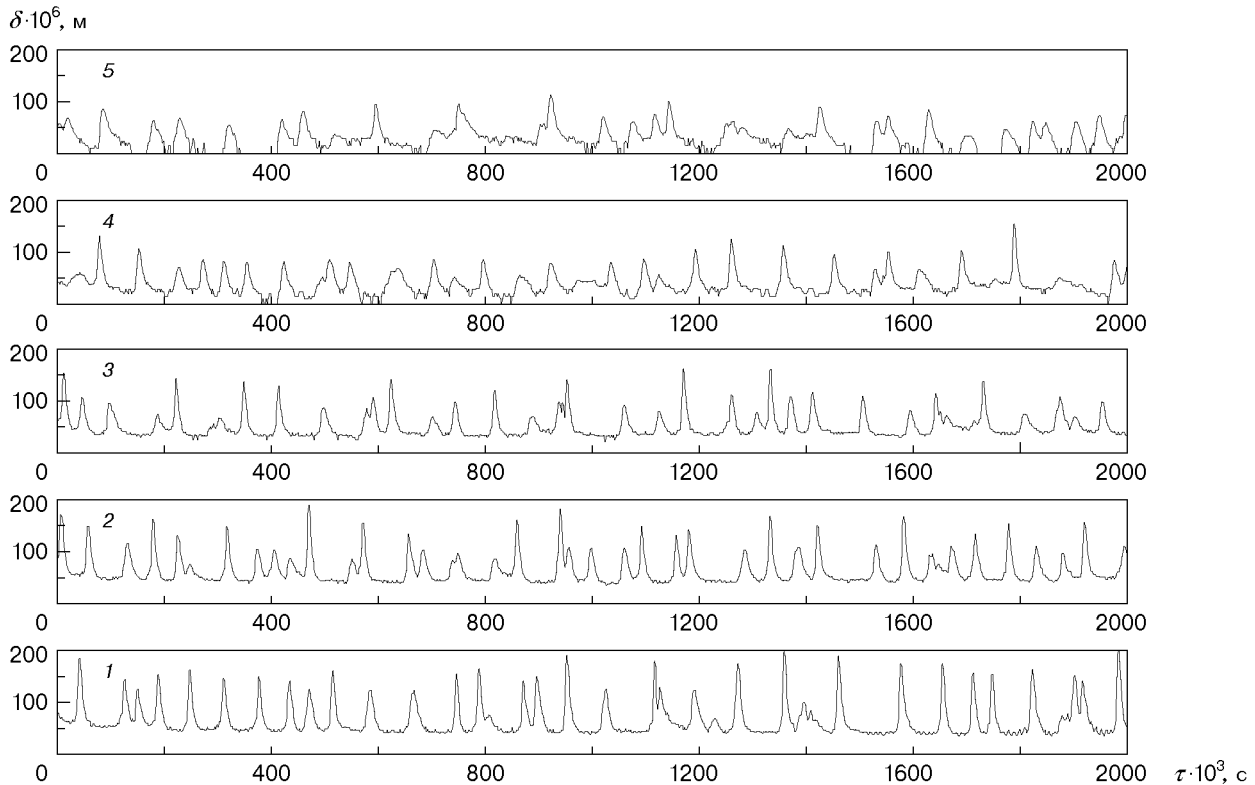


Рис. 2. Мгновенная толщина пленки жидкого азота при пленочном течении по вертикальной тепловыделяющей поверхности ( $x_3 = 22$  мм ( $x_3/\langle\lambda\rangle \approx 1,3$ ),  $Re_+ = 103$ ):

1 —  $q = 0$ ,  $\langle\delta\rangle = 65,8 \cdot 10^{-6}$  м,  $\delta_{\min} = 51,4 \cdot 10^{-6}$  м,  $Re_l = 103$ ; 2 —  $q = 6,2 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\langle\delta\rangle = 65,0 \cdot 10^{-6}$  м,  $Re_l = 85$ ; 3 —  $q = 7,8 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\langle\delta\rangle = 50,9 \cdot 10^{-6}$  м,  $Re_l = 80$ ; 4 —  $q = 9,9 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\langle\delta\rangle = 39,1 \cdot 10^{-6}$  м,  $Re_l = 74$ ; 5 —  $q = 1,2 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\langle\delta\rangle = 28,6 \cdot 10^{-6}$  м,  $Re_l = 68$

ляет изучать волновые процессы на поверхности пленки в области частот до 300 Гц. При этом погрешность определения частоты  $f(\tau)$  была не более  $10^{-3}$ .

Расчет локальной толщины пленки жидкости производился по заложенным в общую программу зависимостям емкости зонда от толщины азотной пленки  $C(\delta)$  и частоты генератора от емкости зонда  $f(C)$ . Точность перехода от функции  $f(\tau)$  к функции  $\delta(\tau)$  проверена экспериментально. Для выбранных размеров зонда погрешность измерения толщины пленки составляла  $\pm 2,5$  мкм. Более полное описание модифицированного метода измерений приведено в работе [12].

**Результаты экспериментов.** Профиль пленки измерялся одновременно в трех точках по направлению течения на расстояниях от верхнего края нагреваемой области  $x_1 = 15$  мм,  $x_2 = 19$  мм,  $x_3 = 22$  мм. При  $Re_+ = 38$  этим расстояниям соответствуют значения  $x_1/\langle\lambda\rangle \approx 1,6$ ,  $x_2/\langle\lambda\rangle \approx 2,0$ ,  $x_3/\langle\lambda\rangle \approx 2,3$  ( $\langle\lambda\rangle$  — средняя длина волны). Такая схема расположения датчиков позволила получить информацию об изменении характера течения и формы волн при интенсивном испарении жидкости.

На рис. 2 приведены характерные профили толщины пленки жидкости в точке  $x_3$  при различных значениях плотности теплового потока. В отсутствие тепловыделения волновая структура пленки представляет собой периодическую последовательность солитонов, разделенных протяженным остаточным слоем примерно постоянной толщины (кривая 1 на рис. 2). В остаточном слое отчетливо видны мелкие капиллярные волны. Из анализа данных следует, что при малых плотностях тепловых потоков  $q/q_* \leq 0,6$  ( $q_*$  — плотность

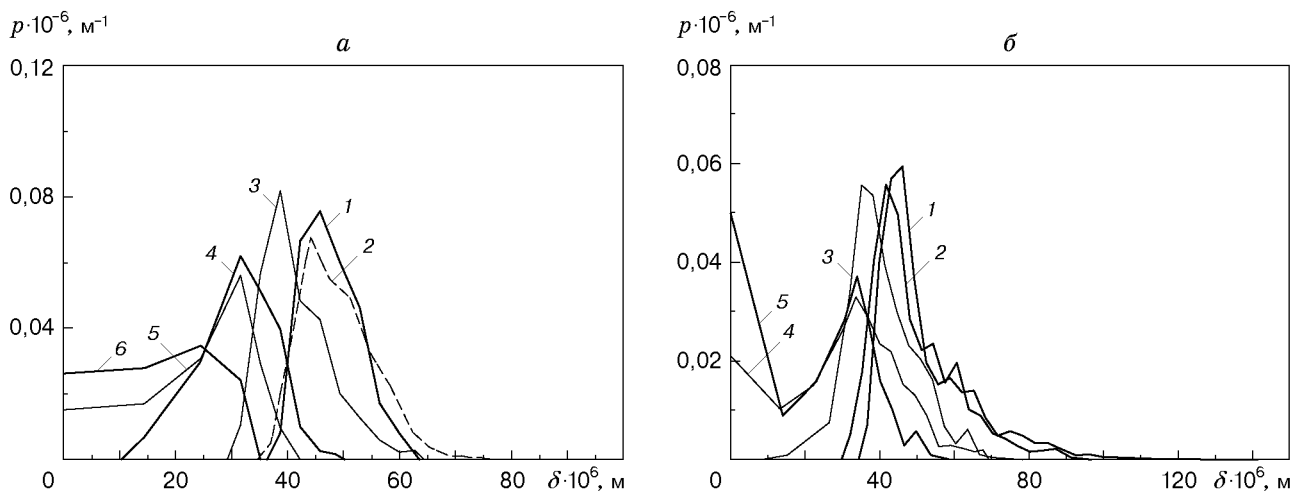


Рис. 3. Плотность вероятности толщины пленки жидкости при различных плотностях теплового потока:

$a - x_1 = 15 \text{ мм} (x_1/\langle \lambda \rangle \approx 1,6), Re_+ = 38: 1 - q = 0; 2 - q = 2,4 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2; 3 - q = 3,9 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2; 4 - q = 5,4 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2; 5 - q = 6,7 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2; 6 - q = 8,2 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2; б - x_3 = 22 \text{ мм} (x_3/\langle \lambda \rangle \approx 2,0), Re_+ = 51: 1 - q = 0; 2 - q = 3,3 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2; 3 - q = 4,8 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2; 4 - q = 6,8 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2; 5 - q = 9,5 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$

теплового потока, при которой возникают устойчивые во времени “сухие” пятна) толщина волновой пленки жидкости уменьшается за счет испарения остаточного слоя без существенного изменения формы волн. Вследствие испарения наблюдается лишь незначительное изменение средней толщины пленки и остаточного слоя жидкости. При увеличении плотности теплового потока до значений, близких к значению, соответствующему моменту образования неустойчивых локальных “сухих” пятен, наблюдается значительное изменение амплитуды и формы волн. Из рис. 2 следует, что при больших плотностях теплового потока ( $q = 9,9 \cdot 10^3; 1,2 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ ) происходит существенное неравномерное уменьшение толщины остаточного слоя в промежутке между двумя крупными волнами. Минимальная толщина остаточного слоя жидкости достигается в момент времени перед набеганием очередного переднего фронта крупной волны. В исследованном диапазоне тепловой нагрузки локальное число Рейнольдса  $Re_l = Re_+ - 4qx_n/(\rho r)$  ( $\rho$  — плотность жидкости,  $r$  — теплота парообразования) существенно изменяется на масштабе нескольких характерных длин волн вследствие интенсивного испарения. Как следует из простейшего расчета теплового баланса, при максимальной плотности теплового потока при прохождении пленки жидкости над областью нагрева до точки измерения локальное число Рейнольдса  $Re_l$  изменяется от 103 до 68.

На рис. 3 представлены зависимости плотности вероятности толщины пленки жидкости  $p$  от толщины пленки  $\delta$  в точках  $x_1 = 15 \text{ мм} (Re_+ = 38)$  и  $x_3 = 22 \text{ мм} (Re_+ = 51)$  при различных плотностях теплового потока. Плотность вероятности вычислялась на основе статистической обработки экспериментальных данных с шагом от 3 до 5 мкм. При увеличении тепловой нагрузки в области малых значений  $q$  происходит смещение влево кривой  $p(\delta)$  без существенного изменения ее формы. При приближении к критическим значениям плотности теплового потока кривая  $p(\delta)$  становится более полой. Точка, соответствующая максимуму функции  $p(\delta)$ , смещается в область более тонких пленок жидкости. С увеличением значений  $q$  возрастает вероятность существования пленки жидкости с очень малыми толщинами. Конечное значение функции  $p(\delta)$  при  $\delta = 0$  для высоких плотностей теплового потока обусловлено началом образования неустойчивых во времени

локальных “сухих” пятен. Дальнейшее увеличение  $q$  приводит к образованию устойчивых во времени “сухих” пятен на тепловыделяющей поверхности, при этом плотность вероятности толщины пленки жидкости описывается дельта-функцией. Условия возникновения этих кризисных режимов в указанном выше диапазоне чисел Рейнольдса подробно изучены в работе [11].

Из рис. 2, 3 следует, что при увеличении плотности теплового потока  $q/q_*$  от 0,6 до 1 возрастает относительная амплитуда волн  $A = (\delta_{\max} - \delta_{\min})/\delta_{\min}$  ( $\delta_{\max}$  — толщина пленки в вершине гребня;  $\delta_{\min}$  — минимальная толщина остаточного слоя). Экспериментально обнаруженный в данной работе рост относительной амплитуды волн в процессе развития неустойчивости при течении интенсивно испаряющейся пленки насыщенной жидкости по вертикальной обогреваемой поверхности теоретически предсказан в работе [9]. Расчеты выполнены для условий  $T = \text{const}$  ( $T$  — температура теплоотдающей поверхности) при течении ламинарно-волновой пленки жидкости ( $\text{Re}_+ = 20$ ) в условиях медленно меняющегося решения, т. е. при проведении расчетов использовано приближение слабого изменения текущего числа Рейнольдса на масштабе длины крупных волн. В [9] также приведены расчетные формы волновой поверхности испаряющейся пленки жидкости, соответствующие температурным напорам  $\Delta T = 0,23; 2,3$  К для жидкого азота ( $\Delta T$  — разность температур теплоотдающей поверхности и насыщения жидкости при данном давлении). Анализ приведенных выше экспериментальных результатов и расчетов, проведенных в работе [9], показывает одинаковое положение точки наиболее вероятного утончения пленки жидкости и образования “сухих” пятен в зоне непосредственно перед очередным набегающим передним фронтом крупной волны. В проведенной серии опытов наблюдается близкая к линейной зависимость толщины остаточного слоя от времени в период между прохождением соседних крупных волн. При теоретическом анализе неустойчивости интенсивно испаряющейся пленки жидкости [9] эта зависимость существенно более нелинейная с быстрым утончением локальной пленки жидкости во времени непосредственно перед фронтом набегающих крупных волн.

На рис. 4–6 приведены результаты измерений фазовой скорости крупных волн. На рис. 4 приведены экспериментальные данные, полученные в адиабатических условиях. Фазовая скорость крупных волн  $c$ , отнесенная к характерной скорости  $V = g\delta_{\min}^2/(3\nu)$ , представлена в виде зависимости от относительной амплитуды крупных волн ( $g$  — ускорение свободного падения;  $\nu$  — кинематическая вязкость). Разброс экспериментальных данных обусловлен большой погрешностью измерения очень малой толщины остаточного слоя. Кривая 1 на рис. 4 соответствует расчетам по теоретической зависимости

$$c = \frac{g\delta_{\min}^2}{\nu} (1 + A), \quad (1)$$

полученной в работе [3] для слабонелинейных положительных ступенек, кривая 2 построена по формуле

$$c = \frac{g\delta_{\min}^2}{3\nu} (3 + 2,324A), \quad (2)$$

предложенной в работе [13] для последовательности солитонов с гладким остаточным слоем между ними при  $\text{Re} \approx 1$ ,  $c/V \ll 1$ ,  $A \ll 1$ . Кривая 3 соответствует аналогичной зависимости из работы [14] для последовательности солитонов. Из рис. 4 следует, что полученные экспериментальные данные по фазовой скорости для естественных волн в адиабатических условиях удовлетворительно согласуются с теоретическими кривыми и в области  $A > 1$ .

Интенсивное испарение влияет не только на форму волновой поверхности, но и на фазовую скорость крупных волн (рис. 5). Фазовая скорость определялась путем регистрации времени прохождения волны между датчиками в точках измерения  $x_2$  и  $x_3$ . Из рис. 5 следует, что с увеличением плотности теплового потока средняя фазовая скорость крупных волн

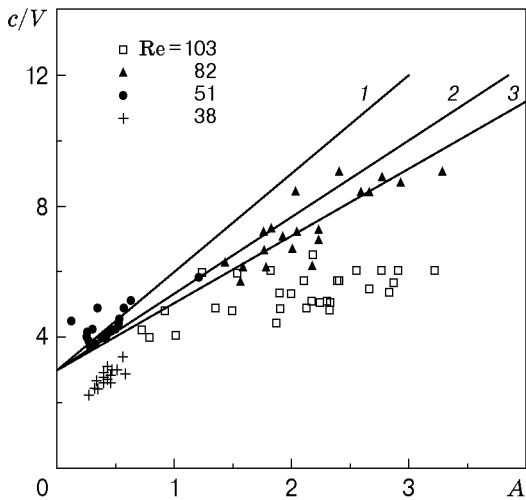


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость безразмерной фазовой скорости крупных волн  $c/V$  от относительной амплитуды  $A$  при  $q = 0$ :

сплошные линии — расчет: 1 — данные [3], 2 — данные [13], 3 — данные [14]; точки — эксперимент

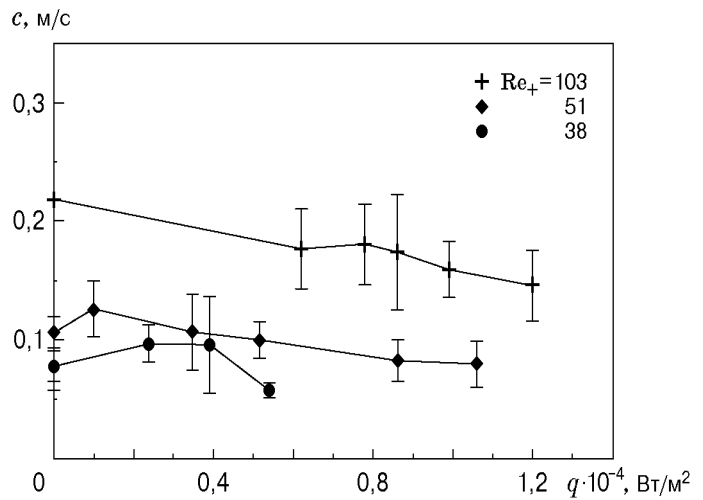


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость средней фазовой скорости крупных волн от плотности теплового потока при различных числах Рейнольдса

существенно уменьшается. Наиболее сильное изменение фазовой скорости крупных волн наблюдается в области высоких плотностей теплового потока, где происходит значительное утончение остаточного слоя пленки жидкости и возникают локальные, неустойчивые во времени “сухие” пятна.

На рис. 6 приведены экспериментальные зависимости фазовой скорости крупных волн от амплитуды при различных плотностях теплового потока. Видно, что с уменьшением  $\delta_{\max}$  при интенсивном испарении происходит уменьшение фазовой скорости крупных волн. В режимах с образованием локальных неустойчивых “сухих” пятен при наиболее высокой плотности теплового потока (точки 5 на рис. 6) наблюдается более резкое изменение фазовой скорости. В этих условиях распространение крупных волн происходит по несмоченной поверхности. По-видимому, резкое замедление распространения гребней волн объясняется дополнительным воздействием сил реакции отдачи пара при интенсивном испарении пленки жидкости в зоне мениска.

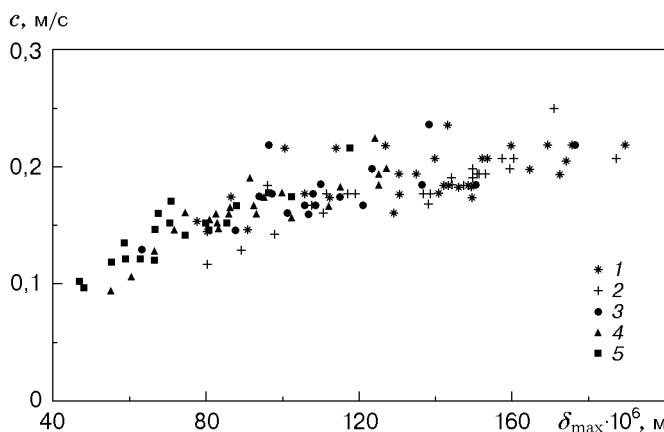


Рис. 6. Зависимость фазовой скорости крупных волн от абсолютной амплитуды при  $Re_+ = 103$ :

1 —  $q = 0$ ; 2 —  $q = 0,62 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>; 3 —  $q = 0,78 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>; 4 —  $q = 0,86 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>; 5 —  $q = 1,2 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>



При достижении пороговых значений плотности тепловых потоков  $q_*$  образуются стабильные (неисчезающие) “сухие” пятна. В набегающей жидкости формируются стационарные валики перед “сухими” пятнами. В области малых чисел Рейнольдса ( $Re_+ < 60 \div 80$ ) увеличение во времени “сухих” пятен при  $q = q_*$  может приводить к полному осушению теплоотдающей поверхности.

**Заключение.** Впервые с использованием методики измерения локальной толщины пленки жидкости исследована динамика ламинарно-волнового течения интенсивно испаряющейся пленки насыщенной жидкости по вертикальной обогреваемой поверхности. В исследованных режимах теплообмена существенное изменение средней толщины пленки жидкости происходит на линейных масштабах вдоль направления течения, соизмеримых с характерной длиной крупных волн.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы.

В области малых значений плотности теплового потока утончение волновой пленки происходит равномерно, без существенного изменения характерной формы волны. В диапазоне больших тепловых потоков происходит неравномерное уменьшение толщины остаточного слоя на длинах пробега, соизмеримых с характерными длинами волн, и быстрый рост относительной амплитуды волн. При этом существенно изменяется форма плотности вероятности распределения толщины пленки. Возникновение локальных зон в остаточном слое жидкости с очень тонкой пленкой интенсифицирует теплообмен в предкризисных режимах, в которых, по-видимому, наблюдается развитие локальных течений в гребнях крупных волн. Эти эффекты необходимо учитывать при построении расчетных моделей теплообмена в интенсивно испаряющихся волновых пленках жидкости.

Возникающая неустойчивость в интенсивно испаряющемся остаточном слое при достижении пороговых значений плотности теплового потока приводит к образованию “сухих” пятен.

Экспериментальные данные по фазовой скорости естественных крупных волн в адиабатических условиях удовлетворительно соответствуют известным зависимостям для последовательности стационарных солитонов.

Наиболее значительное уменьшение фазовой скорости крупных волн с увеличением плотности теплового потока наблюдается в режимах с образованием неустойчивых “сухих” пятен.

Полученные результаты важны для исследования зависимости между волновыми характеристиками и локальным теплообменом, условиями увеличения “сухих” пятен и развития кризисных режимов в стекающих интенсивно испаряющихся ламинарно-волновых пленках жидкости.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Воронцов Е. Г., Тананайко Ю. М.** Теплообмен в жидкостных пленках. Киев: Техника, 1972.
2. **Гимбутис Г.** Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости. Вильнюс: Мокслас, 1988.
3. **Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г.** Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1992.
4. **Накоряков В. Е., Шрейбер И. Р.** Волны на поверхности тонкого слоя вязкой жидкости // ПМТФ. 1973. № 2. С. 109–113.
5. **Prokopiou T., Cheng M., Chang H.-C.** Long waves on inclined films at high Reynolds number // J. Fluid Mech. 1991. V. 222. P. 665–691.

6. **Lyu T. N., Mudawar I.** Statistical investigation of the relationship between interfacial waviness and sensible heat transfer to a falling liquid film // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1991. V. 34, N 6. P. 1451–1464.
7. **Bankoff S. G.** Stability study of liquid flow down a heated inclined plane // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1971. V. 14. P. 377–385.
8. **Spindler V.** Linear stability of liquid films with interfacial phase change // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1982. V. 25, N 2. P. 161–173.
9. **Трифонов Ю. Я.** Влияние волн конечной амплитуды на испарение стекающей по вертикальной стенке пленки жидкости // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 6. С. 64–71.
10. **Miyara A.** Numerical analysis on heat transfer of falling liquid films with interfacial waves // Proc. of the 11th Intern. heat trans. conf., Kyondju, Korea, Aug. 23–28, 1998. Seoul: Korean Soc. Mech. Engineers, 1998. V. 2. P. 57–62.
11. **Pavlenko A. N., Lel' V. V.** Heat transfer and crisis phenomena in falling films of cryogenic liquid // Russ. J. Engng Thermophys. 1997. V. 7, N 3/4. P. 177–210.
12. **Алексеев С. В., Назаров А. Д., Павленко А. Н. и др.** Течение пленки криогенной жидкости по вертикальной поверхности // Теплофизика и аэромеханика. 1997. Т. 4, № 3. С. 307–318.
13. **Цвелодуб О. Ю.** Солитоны на стекающей пленке при умеренных расходах жидкости // ПМТФ. 1980. № 3. С. 64–66.
14. **Chang H.-C.** Onset of nonlinear waves on falling films // Phys. Fluids A. 1989. V. 1, N 8. P. 1314–1327.

*Поступила в редакцию 10/VII 2000 г.,  
в окончательном варианте — 21/XII 2000 г.*

---