

УДК 536.248

## ТЕПЛООБМЕН И КРИЗИСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ИСПАРЕНИИ В СТЕКАЮЩИХ ВОЛНОВЫХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ\*

А.Н. ПАВЛЕНКО<sup>1</sup>, А.М. МАЦЕХ<sup>1</sup>, Н.И. ПЕЧЕРКИН<sup>1</sup>, Р. КНЕЕР<sup>2</sup>, В.В. ЛЕЛЬ<sup>2</sup>,  
А.С. СУРТАЕВ<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

<sup>2</sup>Институт тепло- и массообмена, Университет Аахена, Германия

Проведен анализ экспериментальных данных по теплообмену при интенсивном испарении в стекающих пленках жидкого азота. Обобщение опытных данных показало, что в предкризисных режимах при высоких тепловых потоках наблюдается интенсификация теплообмена в условиях испарения при двух исследованных граничных условиях на теплоотдающей поверхности:  $T_{ст} \approx \text{const}$  и  $q_{ст} \approx \text{const}$ . Результаты статистической обработки волновых характеристик, полученных с использованием емкостных датчиков измерения локальной толщины пленки жидкости, позволили оценить относительный вклад кондуктивной и конвективной составляющих в теплообмен при различных тепловых потоках. Выявлено, что интенсификация теплообмена обусловлена, главным образом, резким снижением термического сопротивления локальных зон интенсивно испаряющегося остаточного слоя между крупными волнами. При этом конвективная составляющая теплообмена, связанная с волновыми возмущениями на свободной поверхности пленки жидкости, при увеличении тепловых потоков заметно снижается. Получены новые опытные данные по величине пульсаций локальной температуры теплоотдающей поверхности в различных вдоль течения точках в режимах с образованием устойчивых так называемых сухих пятен.

### ВВЕДЕНИЕ

Пленочные течения жидкостей (в том числе криогенных) широко используются в различных технологических процессах для интенсификации тепло-массообмена. Испарение в тонких пленках жидкости обеспечивает при малых расходах и низких температурных напорах высокую интенсивность теплообмена. Испарители с пленочным течением жидкостей находят широкое применение в дистилляционных установках, системах охлаждения и термостабилизации, в крупномасштабных аппаратах по ожижению природного газа, в пищевой промышленности.

В последнее время опубликовано большое количество работ по изучению структуры течения, теплообмена и кризисных явлений как в недогретых до температуры насыщения пленках жидкости, так и в условиях испарения и кипения.

Исследованию теплообмена в стекающих волновых пленках жидкости, глупбоко недогретых до температуры насыщения, посвящены опубликованные в последнее время работы [1–4]. В работе [4] обнаружено, что в стекающих по обогреваемой поверхности пленках быстрый рост возмущений приводит к образованию

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках совместного проекта РФФИ (грант 03-02-04027-ННИО\_а) и DFG (Deutsche Forschungsgemeinschaft, project Re-463-37-1).

метастабильных регулярных структур в остаточном слое жидкости, существующих в периодах между последовательным прохождением крупных двумерных волн.

В работе [5] проведено теоретическое описание возникновения сухих пятен на теплоотдающей поверхности при граничном условии  $T_{\text{ст}} = \text{const}$  на основе рассмотрения эволюции неустойчивых режимов для различных типов волн в области малых степеней орошения. В исследовании показано, что в условиях испарения при достижении критических температурных напоров происходит быстрый рост максимального значения толщины плёнки, а ее минимум стремится к нулевому значению, что соответствует образованию сухого пятна.

В настоящее время отсутствуют расчетные соотношения, которые бы позволили учесть влияние плотности теплового потока на интенсивность теплопереноса в режимах интенсивного испарения волновых пленок жидкости, включая предкризисные режимы с образованием нестационарных и устойчивых сухих пятен [6, 7]. Влияние эффектов интенсивного испарения на динамику волнового плёночного течения, взаимосвязь между волновыми характеристиками и локальным нестационарным теплообменом в этих режимах экспериментально практически не исследовались, за исключением работ [8–14].

Как показывает анализ литературы, также мало внимания уделялось вопросу о влиянии теплофизических свойств теплопередающей стенки, ее толщины на теплообмен при интенсивном испарении, а также на условия возникновения сухих пятен и развитие кризиса осушения при волновом пленочном течении жидкости. Предельные граничные условия  $T_{\text{ст}} = \text{const}$  и  $q_{\text{ст}} = \text{const}$  при неравномерном распределении локального коэффициента теплоотдачи вдоль теплоотдающей поверхности в реальных условиях эксперимента практически не достижимы. Использование толстостенных высокотеплопроводных нагревателей при заданных безразмерных линейных масштабах обеспечивает на стенке граничные условия, близкие к  $T_{\text{ст}} = \text{const}$ . Проведение опытов на низкотеплопроводных тонкостенных образцах позволяет получать граничные условия, близкие к  $q_{\text{ст}} = \text{const}$ . В условиях интенсивно испаряющейся волновой пленки жидкости величина локального коэффициента теплоотдачи будет существенно зависеть как от времени, так и от положения точек измерения вдоль течения. Для ламинарно-волновых режимов течения зависимость этой величины будет обусловлена, в первую очередь, различием термических сопротивлений зон пленки жидкости, распределенной неравномерно по толщине при наличии крупных волн, и заметным снижением локального числа Рейнольдса вдоль течения из-за испарения при высоких тепловых потоках. Из простейшего анализа ясно, что динамика испарения остаточного слоя между крупными волнами, особенности нестационарного теплообмена в описанных условиях будут в существенной мере зависеть и от коэффициента температуропроводности и толщины теплопередающей стенки, и от динамики изменения волновых характеристик вдоль течения по теплоотдающей поверхности.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование локального теплообмена при интенсивном испарении ламинарно-волновых пленок жидкого азота, стекающих по тонкостенному нагревателю, обеспечивающему граничное условие, близкое к  $q_{\text{ст}} = \text{const}$ . Также в этом исследовании проведена статистическая обработка волновых характеристик интенсивно испаряющейся пленки жидкости при течении на высокотеплопроводном толстостенном нагревателе (при граничном условии  $T_{\text{ст}} \approx \text{const}$ ), позволяющая оценить вклад кондуктивной и конвективной составляющих в теплообмен при различных тепловых потоках и числа Рейнольдса.

**ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И РАБОЧЕГО УЧАСТКА  
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛОКАЛЬНОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ГРАНИЧНОМ  
УСЛОВИИ  $q_{cr} \approx const$**

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки для исследования теплообмена и динамики течения волновой пленки криогенной жидкости. Жидкий азот подается через запорный вентиль из азотного сосуда емкостью  $1 \text{ м}^3$  во входной гелиевый сосуд емкостью  $0,1 \text{ м}^3$ , предназначенный для поддержания заданного уровня жидкого азота в баке постоянного уровня жидкости, размещенном во внутренней полости оптического криостата. Жидкий азот из бака постоянного уровня жидкости через щелевой распределитель стекает по вертикальной пластине из дюралюминия размерами  $280 \times 75 \text{ мм}$  и поступает на рабочий участок, представляющий собой вертикальную поверхность, и далее стекает в мерный сосуд. Расстояние от щели до области локального нагрева, равное  $160 \text{ мм}$ , обеспечивало течение пленки жидкости по тепловыделяющей поверхности в режиме гидродинамической стабилизации. Из внутренней полости криостата жидкий азот через криогенный трубопровод откачивается в гелиевый сосуд. Расход жидкого азота при стекании жидкой пленки определялся объемным методом с помощью мерной емкости, расположенной под экспериментальным участком. В баке постоянного уровня и в мерной емкости температура жидкости, находящейся на линии насыщения, измерялась германиевыми термометрами сопротивления, а давление во внутренней полости криостата — образцовым манометром. Использование калиброванного сосуда позволяло контролировать расход с погрешностью  $4 \%$ . Откачка внутренней полости криостата осуществлялась вакуумным насосом через регулируемый вентиль.

Постоянство расхода жидкого азота обеспечивалось заданным избыточным давлением во внутренней полости сосуда, которое задавалось испарением азота в гелиевом дополнительном сосуде емкостью  $0,04 \text{ м}^3$ . Контроль избыточного давления в сосуде осуществлялся по показаниям датчика давления, сигнал которого

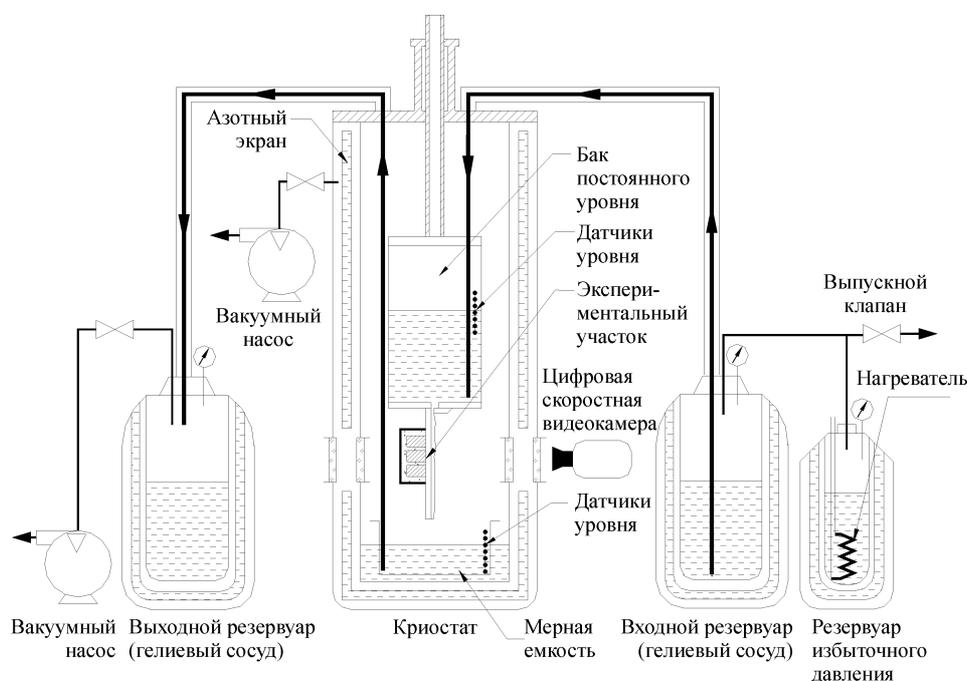
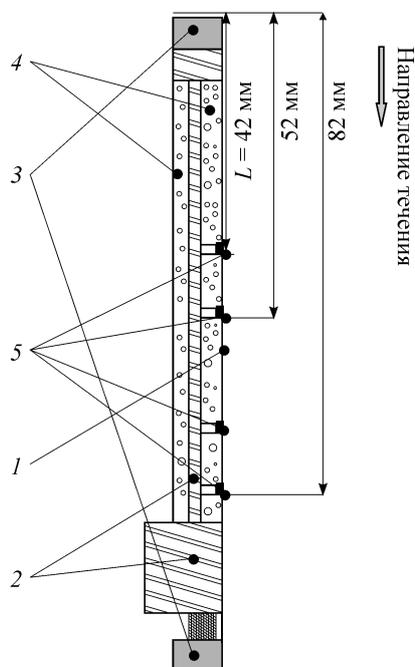


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

через 14-битную плату АЦП LCard L-761 поступал на компьютер. Управление источником питания резистивного нагревателя осуществлялось с помощью платы ЦАП. Для контроля расхода жидкости и поддержания постоянного избыточного давления использовалась программа с графическим пользовательским интерфейсом, разработанная в среде программирования Labview. Эта система регулирования позволяет поддерживать избыточное давление с точностью 1 %. Оптический криостат представляет собой криогенную емкость внутренним диаметром 0,2 м и высотой 1,25 м. На крышке криостата расположены узлы подсоединения криогенных трубопроводов, штуцер для измерения давления паров в экспериментальной полости, электрические разъемы для подсоединения датчиков и центрирующая стойка, обеспечивающая вертикальное перемещение и поворот экспериментального участка. Визуализация течения и высокоскоростная видеосъемка осуществлялась через четыре оптических окна с помощью цифровой видеокамеры Phantom v.7.0 (максимальная частота записи 4800 кадр/с при разрешении 800×600 пикселей). Диаметр оптических окон составлял 45 мм. Для исключения испарения жидкой пленки на экспериментальной пластине (за счет притоков тепла через боковую поверхность внутренней полости криостата) криогенная емкость защищена вакуумированной полостью, охлаждаемыми радиационными экранами и внешней азотной ванной. От теплопритоков со стороны крышки криостата экспериментальный участок защищен емкостью, в которой находится жидкий азот. Температура в данной серии опытов при атмосферном давлении составляла 77,35 К. Необходимое давление  $P \approx 10^{-2}$  Па в вакуумной полости создавалось форвакуумным, диффузионным масляным и абсорбционным насосами.

Исследование локальной теплоотдачи при волновом течении жидкого азота осуществлялось на рабочем участке, схематический вид которого представлен на рис. 2. Фольга из константана толщиной 25 мкм и длиной 122 мм натягивалась на текстолитовую рамку с помощью двух пружин, размещенных в нижней части нагревателя. Тепловыделение на поверхности фольги осуществлялось пропусканием стабилизированного тока с использованием двух токоподводящих медных шин, расположенных на концах рабочего участка. Плотность теплового потока измерялась по показаниям величины тока, пропускаемого через фольгу, и разности потенциалов между клеммами, расположенными на концах рабочего участка. Тепловой поток в эксперименте изменялся от 0 до 1,1 Вт/см<sup>2</sup> и измерялся с погрешностью 5 %.



Для устранения отвода тепла от тепловыделяющей поверхности с обратной стороны (между текстолитовой рамкой и участком) находился теплоизолятор — пенопласт. Температура фольги измерялась четырьмя локальными платиновыми термодатчиками сопротивления HEL-700, абсолютная погрешность которых в области криогенных температур составляла  $\pm 0,1$  К. Датчики располагались на расстоянии  $L = 42, 52, 72,$

Рис. 2. Схема рабочего участка.

1 — нагревательная фольга (константан), 2 — рамка (текстолит), 3 — токоподводящие шины (медь), 4 — теплоизолятор (пенопласт), 5 — термодатчики сопротивления (платина).

82 мм от начала тепловыделяющей секции. Сигналы с терморезисторов с частотой 5 Гц считывались платой АЦП. Сбор данных осуществлялся с помощью программы, разработанной в среде программирования Labview 7.0 для автоматизации настоящего экспериментального исследования.

**АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ИСПАРЕНИИ  
В СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ ПРИ ГРАНИЧНОМ  
УСЛОВИИ  $T_{ст} \approx const$**

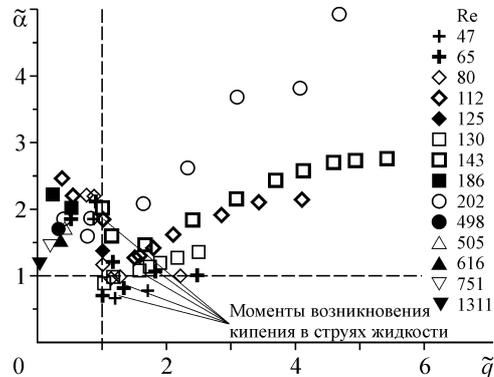
Экспериментальные исследования теплообмена при течении пленки жидкого азота на коротких вертикальных высокотеплопроводных нагревателях с граничным условием, близким к  $T_{ст} = const$ , представлены в работах [9–11]. Из анализа опытных данных, представленных на рис. 3, следует вывод о значительной интенсификации теплопереноса в предкризисной зоне до момента появления устойчивых сухих пятен. На представленном графике опытные данные для среднего коэффициента теплоотдачи обезразмерены на средний по всей теплоотдающей поверхности коэффициент теплоотдачи, рассчитанный по зависимости Гимбутиса [15]:

$$\frac{\alpha_{исп}}{\lambda} \left( \frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 1,1(Re)^{-1/3} \left[ 1 + 0,02(Re)^{0,2} + 0,0009(Re)^{0,85} Pr^{0,65} \right]. \quad (1)$$

Наблюдаемая интенсификация теплообмена может быть связана как с ростом его кондуктивной составляющей в результате теплопроводности через жидкий поток, так и с изменением конвективного переноса тепла вследствие волнообразования на поверхности плёнки. Целью первого этапа данного исследования являлось определение вклада каждой из составляющих в общую теплоотдачу и выявление механизма теплообмена, который главным образом определяет интенсификацию.

Ниже представлены результаты исследования волновой пленки жидкости и теплообмена в ней при интенсивном испарении в условиях течения по вертикальной обогреваемой поверхности, на которой реализуется граничное условие, близкое к  $T_{ст} \approx const$ . Исследования были проведены при течении пленки жидкости в ламинарно-волновом режиме при четырех значениях числа Рейнольдса:  $Re_{вх} = 38, 51, 82, 103$ . Измерение локальной толщины плёнки осуществлялось с помощью емкостных датчиков, расположенных в различных точках вдоль течения. Подробное описание данного метода приведено в работе [16]. Исследовались, в основном, режимы до появления устойчивых сухих пятен на теплоотдающей поверхности при плотностях теплового потока  $q < q_{с.п.}$ . На рис. 4, *a, b* показано влияние плотности теплового потока на профиль волн при числах Рейнольдса на входе 51 и 103. Из анализа приведенных выше данных следует, что в области малых плотностей тепловых потоков ( $q/q_{с.п.} \leq 0,6$ ;  $q_{с.п.}$  —

Рис. 3. Зависимость коэффициента теплоотдачи  $\tilde{\alpha} = \alpha_{экс} / \alpha_{исп}$  от плотности теплового потока  $\tilde{q} = q / q_{с.п.}$  при различных числах Рейнольдса ( $\alpha_{исп}$  — расчет по [15]).



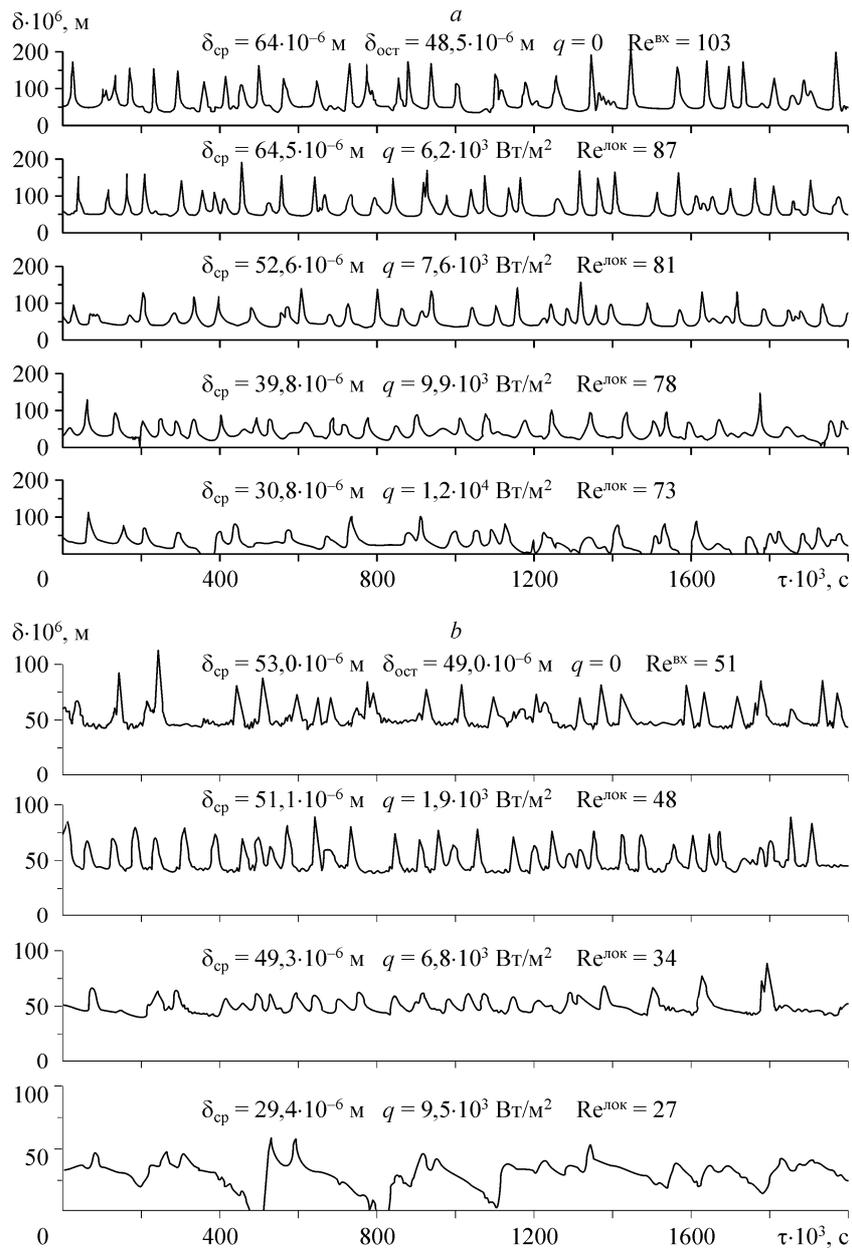


Рис. 4. Зависимость мгновенной толщины пленки от времени при различных плотностях теплового потока:  $Re_{BX} = 103$  (a), 51 (b). Расстояние от начала поверхности тепловыделения — 19 мм.

отсутствия тепловыделения незначительно. В результате испарения наблюдается лишь незначительное уменьшение средней толщины пленки и остаточного слоя жидкости между крупными волнами. При увеличении плотности теплового потока до значений, близких к величине, соответствующей моменту образования неустойчивых во времени локальных сухих пятен, наблюдается заметное изменение формы волн на обогреваемой поверхности. Видно, что относительная амплитуда волн существенно возрастает. Достижение минимальной толщины остаточного слоя жидкости происходит в момент времени перед набеганием очередного крутого фронта крупных волн. Отчетливо прослеживаются мелкие капиллярные волны в интенсивно испаряющемся остаточном слое жидкости. Также на рисунке 4 видно,

что из-за испарения жидкости средняя толщина пленки  $\delta_{\text{ср}}$  уменьшается с увеличением плотности теплового потока. Как следует из анализа эволюции профилей волновой поверхности вдоль течения, наибольшее изменение средней толщины пленки относительно входных условий происходит на нижнем крае тепловыделяющей поверхности. Необходимо отметить, что в исследованном диапазоне тепловой нагрузки локальное число Рейнольдса  $Re_{\text{лок}}$  существенно изменяется на масштабе нескольких характерных длин крупных волн из-за интенсивного испарения. Как следует из простейшего расчета теплового баланса, при максимальной плотности теплового потока во время прохождения пленки жидкости над областью нагрева до точки измерения локальное число Рейнольдса  $Re_{\text{лок}}$  изменяется от 103 до 68.

Увеличение эффективности теплообмена в интенсивно испаряющейся пленке жидкости может быть обусловлено как наличием дополнительного конвективного переноса тепла, вызванного волновыми возмущениями, так и уменьшением термического сопротивления в результате локального утончения пленки в остаточном слое. В работе [17] предложено для оценки конвективной составляющей теплообмена использовать так называемый волновой коэффициент температуропроводности  $a_{\text{в}}$ . Попытка расчета этого коэффициента с использованием среднестатистических волновых характеристик проводилась в работе [18] с предложенной зависимостью

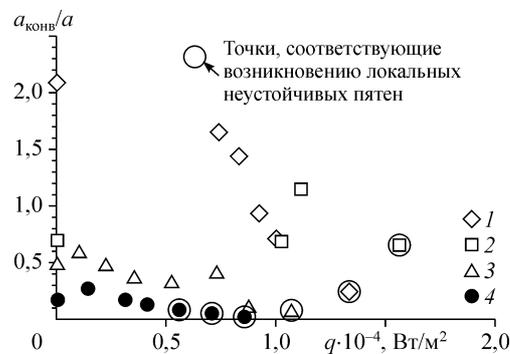
$$a_{\text{конв}} = U_{\text{в}} \delta_{\text{ост}} = 2 f_{\text{в}} \delta_{\text{ост}} \delta_{\text{ср}} \tilde{\delta}. \quad (2)$$

Здесь характерная скорость волнового возмущения, равная скорости поперечных пульсаций  $U_{\text{в}}$  крупных волн, может быть определена через волновые характеристики

$$U_{\text{в}} = 2 f_{\text{в}} \delta_{\text{ср}} \tilde{\delta}. \quad (3)$$

С использованием полученных среднестатистических характеристик наиболее крупных волн, которые оказывают решающее влияние на перемешивание пленочного потока, по вышеприведенной расчетной формуле (2) в настоящем исследовании построена зависимость относительной конвективной составляющей теплоотдачи от плотности теплового потока. Результаты расчета для различных чисел Рейнольдса представлены на рис. 5, на котором видно, что при увеличении плотности теплового потока происходит уменьшение относительного конвективного коэффициента температуропроводности. В предкризисной области его величина падает примерно в четыре раза. Это связано с изменением среднестатистических характеристик пленки в режиме интенсивного испарения, таких как толщина остаточного слоя и частота прохождения крупных волн. Отсюда следует, что интенсификация теплообмена при высоких тепловых потоках, отмеченная выше, не может быть связана с ростом конвективной составляющей. В то же время ее учет необходим для расчета теплоотдачи при испарении стекающей пленки жидкости по теплоотдающей поверхности.

Рис. 5. Зависимость величины относительного конвективного коэффициента температуропроводности от плотности теплового потока, расчетные данные:  $Re_{\text{вх}} = 103$  (1), 82 (2), 51 (3), 38 (4).



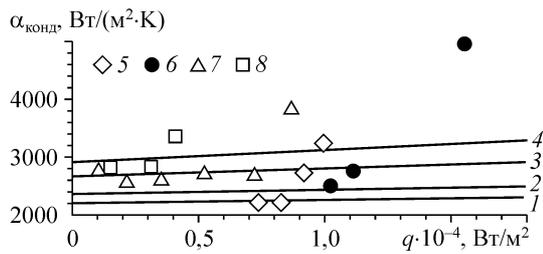


Рис. 6. Зависимость кондуктивной составляющей теплообмена от плотности теплового потока при различных числах Рейнольдса. 1, 2, 3, 4 — расчет по зависимости Гимбутиса (1) для  $Re_{вх} = 103$  (5), 82 (6), 51 (7), 38 (8) соответственно.

Оценка кондуктивной составляющей теплообмена, которая обусловлена теплопроводностью через тонкую жидкую пленку, может быть проведена с использованием следующего соотношения

$$\alpha_{\text{конд}} = \frac{\langle q \rangle_t}{\Delta T} = \frac{\lambda}{t} \int_0^t \frac{1}{\delta(\tau)} d\tau. \quad (4)$$

На рис. 6 приведены результаты оценки кондуктивного коэффициента теплоотдачи при различных плотностях теплового потока. На графике также представлен расчет среднего коэффициента теплоотдачи по полуэмпирической зависимости Гимбутиса (1), полученной для малых тепловых потоков на протяженных вдоль течения тепловыделяющих поверхностях. Локальное число Рейнольдса  $Re_{\text{лок}}$  определялось с учетом уменьшения расхода жидкости из-за испарения в точке измерения толщины пленки жидкости на обогреваемой поверхности. Из рисунка видно, что в режиме слабого испарения полученная оценка для кондуктивной составляющей находится в удовлетворительном согласовании с данными расчета теплоотдачи для ламинарно-волнового течения испаряющейся пленки жидкости, полученного для низких плотностей теплового потока. В то же время в области интенсивного испарения наблюдается резкое увеличение величины  $\alpha_{\text{конд}}$ . Из анализа поведения волнового профиля при тепловых потоках, близких к тепловым потокам, при которых образуются устойчивые сухие пятна, следует, что повышение интенсивности теплообмена в предкризисных режимах связано со значительным локальным утончением протяженного остаточного слоя между крупными трехмерными волнами на поверхности испаряющейся пленки. Отсюда можно сделать вывод, что зависимость Гимбутиса, полученная для малых тепловых потоков и не учитывающая изменение волнового профиля, в результате интенсивного испарения со свободной поверхности в области интенсификации теплообмена не может быть использована, поскольку дает значительно заниженные результаты.

Таким образом, в разделе показано, что интенсификация, наблюдаемая в предкризисной области на высокотеплопроводном толстостенном нагревателе ( $T_{\text{ст}} \approx \text{const}$ ), связана с преобладающим вкладом в теплообмен кондуктивной составляющей при локальном утончении зон в остаточном слое между гребнями крупных волн.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В разделе представлены результаты экспериментального исследования локального теплообмена при гравитационном течении жидкого азота вдоль равномерно нагреваемой поверхности в ламинарно-волновом режиме. Опытные данные получены при интенсивном испарении волновой пленки жидкости, стекающей по тонкостенному нагревателю (константановой фольге), удовлетворяющему граничному условию  $q_{\text{ст}} \approx \text{const}$  в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_{\text{вх}} = 60-690$ .

На рис. 7, а, б представлены полученные экспериментальные данные по величине локального коэффициента теплоотдачи в различных точках теплоотдающей

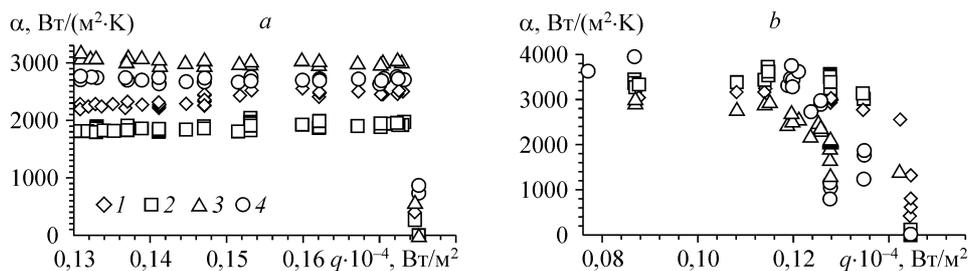


Рис. 7. Зависимость локального коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при испарении жидкого азота.

Экспериментальные данные:  $Re_{bx} = 162$  (a),  $91$  (b),  $q_{c,II} = 0,174$  (a),  $0,127$  (b)  $Вт/см^2$ ; расстояния от начала обогреваемой поверхности:  $42$  (1),  $52$  (2),  $72$  (3),  $82$  (4) мм.

поверхности в зависимости от плотности теплового потока для двух чисел Рейнольдса  $162$  (a) и  $91$  (b). Такое же поведение опытных данных характерно и для других степеней орошения поверхности нагревателя, исследованных также в эксперименте. При наступлении кризиса теплообмена в области высоких значений теплового потока, коэффициент теплоотдачи резко снижается, а в предкризисной зоне он слабо зависит от теплового потока. При малых степенях орошения на длинном нагревателе, в отличие от короткого, разрыв пленки происходит при сравнительно небольших тепловых потоках и, соответственно, низкой разности температур между стенкой и свободной поверхностью пленки. Поэтому погрешность определения коэффициента локальной теплоотдачи для данных чисел Рейнольдса возрастает. При обработке использовался массив опытных данных для мгновенной температуры теплоотдающей поверхности в зависимости от времени при различных тепловых потоках. Текущее во времени мгновенное значение температуры измерялось с частотой  $5$  Гц и длительностью опроса каждого датчика  $0,2$  с. Каждое из значений коэффициента теплоотдачи, представленного на рисунке, определялось при осреднении по промежутку времени  $5$  с. Поэтому на графиках наблюдается некоторый разброс величины коэффициента теплообмена при фиксированных значениях теплового потока. Из анализа экспериментальных данных следует, что наиболее сильные флуктуации величины коэффициента теплоотдачи наблюдаются в области тепловых потоков, при которых возникают сухие пятна. Связано это с тем, что в момент наступления кризиса и частичного осушения обогреваемой поверхности возникают значительные колебания температуры теплоотдающей стенки.

На рис. 8 представлена зависимость перепада температур между стенкой и свободной поверхностью от времени при последовательном увеличении тепловой нагрузки. В момент времени  $\tau = 420$  с происходит увеличение тепловой нагрузки

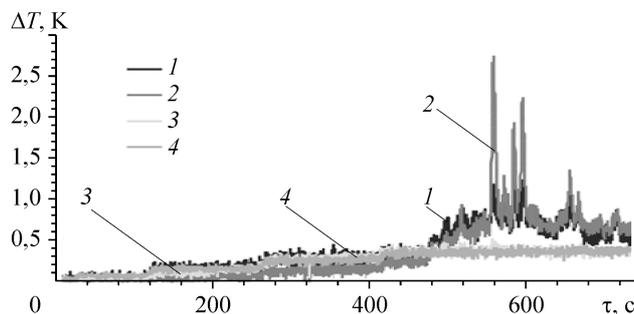
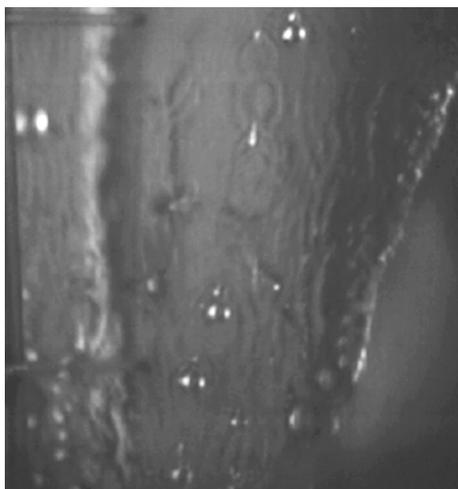


Рис. 8. Зависимость температурного напора от времени. Момент времени  $\tau = 420$  с соответствует увеличению тепловой нагрузки до плотности теплового потока, при котором образуется сухое пятно.

$Re_{bx} = 91$ , расстояния от начала обогреваемой поверхности:  $82$  (1),  $72$  (2),  $52$  (3),  $42$  (4) мм.

от  $q = 0,11$  до  $0,127 \text{ Вт/см}^2$ . При этом на поверхности появляется первое устойчивое сухое пятно. В результате осушения нижней части нагревательной поверхности температура на двух нижних датчиках резко возрастает. При этом амплитуда пульсаций температуры теплоотдающей поверхности также резко возрастает. Связано это с колебаниями границы между смоченной и не смоченной зонами. Это объясняет сильные флуктуации величины локального коэффициента теплообмена в области кризисного перехода. Два других датчика, находящихся в верхней части фольги, оказываются в смоченной зоне. Поэтому их показания не сильно меняются с появлением сухого пятна. При дальнейшем увеличении тепловой нагрузки граница между зонами начинает перемещаться вверх по потоку вплоть до достижения момента полного осушения тепловыделяющей поверхности. Данная картина поведения зависимости локальной температуры поверхности от времени, представленная на рис. 8, при наступлении кризиса характерна для всех чисел Рейнольдса, исследованных в эксперименте.

С использованием высокоскоростной видеосъемки также производилась регистрация течения ламинарно-волновой пленки с частотой 2000 кадр/с. На рис. 9, 10 представлены кадры высокоскоростной видеосъемки течения пленки жидкости при достижении критических режимов, при которых возникают стабильные крупномасштабные сухие пятна. Как видно на фотографиях, смоченная область принимает форму языка. В первой стадии развития кризисного процесса локальные сухие пятна на плоской ограниченной поверхности появляются в ее нижней части у боковых вертикальных сторон. По мере увеличения температурных напоров несмоченные зоны постепенно расширяются вверх по потоку жидкой пленки. В нижней части поверхности нагрева поведение границы смачивания существенно нестационарно и характеризуется периодическим развалом на два или несколько языков. С увеличением числа Рейнольдса при высоких тепловых потоках в смоченной зоне на единичных центрах парообразования возникают нестабильные сухие пятна, которые перемещаются вниз по потоку. На кадрах видеозаписи, представленных на рис. 10, *a, b, c*, прослеживается тенденция монотонного увеличения размера этих пятен во времени от момента возникновения до их слияния с зоной устойчивого сухого пятна в нижней части теплоотдающей поверхности.



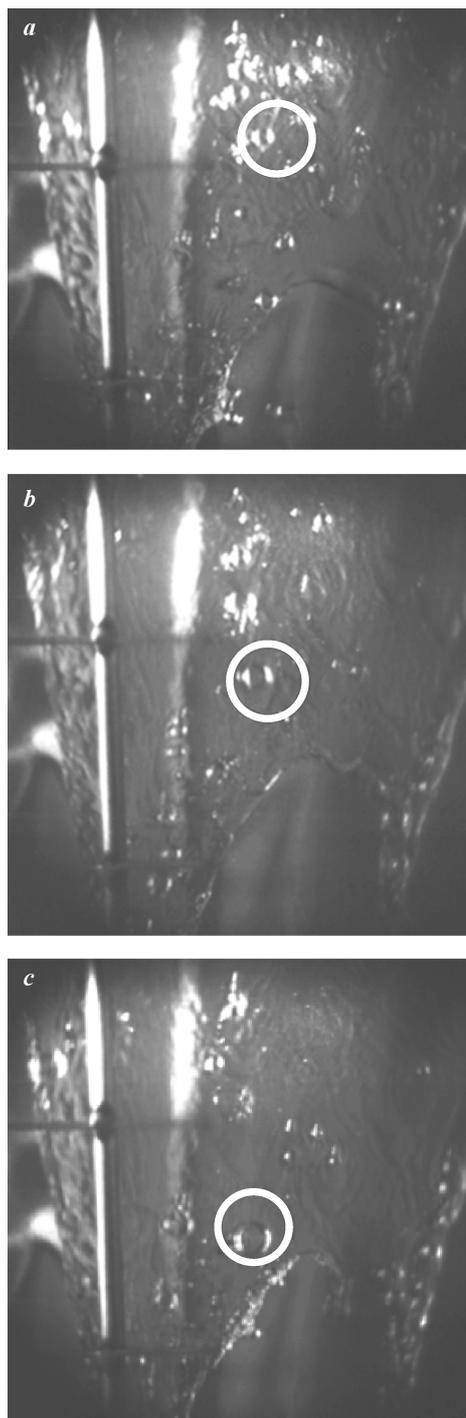
Для сравнения новых экспериментальных данных с полуэмпирической зависимостью Гимбутиса, полученной для слабо испаряющихся стекающих пленок жидкости, величина локального коэффициента теплоотдачи на рис. 11, *a, b* представлена в безразмерной форме. Плотность теплового потока обезразмерена на плотность,

*Рис. 9.* Пленочное течение жидкого азота при наличии стабильных несмоченных зон.  $Re_{вх} = 690$ ,  $q = 0,92 \text{ Вт/см}^2$ . Кадр высокоскоростной видеосъемки.

Рис. 10. Эволюция во времени неустойчивого сухого пятна.

$Re_{вх} = 690$ ,  $q = 1,1 \text{ Вт/см}^2$ ;  $\tau = 0$  (a); 6,5 (b), 15 (c) мс. Кадры высокоскоростной видеозаписи.

при которой на тепловыделяющей поверхности образуются устойчивые сухие пятна. Коэффициент теплоотдачи безразмерен на коэффициент, рассчитанный по полуэмпирической зависимости (1), в которой член в скобках, по мнению автора, учитывает увеличение теплоотдачи за счет интенсифицирующего влияния волн на поперечный теплоперенос. В этом соотношении локальное число Рейнольдса  $Re_{лок}$  рассчитывалось по тепловому балансу для каждой точки измерения. На графиках видно увеличение интенсивности теплообмена по сравнению с теплоотдачей, рассчитанной по зависимости Гимбутиса. Такое поведение опытных данных на тонкостенном нагревателе для величины локального коэффициента теплоотдачи подтверждает ранее наблюдаемый в [9] и описанный выше факт интенсификации теплообмена при стекании пленки жидкости вдоль нагревательной поверхности с граничным условием на стенке  $T_{ст} \approx \text{const}$  в области тепловых потоков, соответствующих интенсивному испарению. Анализ полученных данных, представленных на рис. 11, в безразмерной форме, показал, что увеличение интенсивности теплообмена изменяется в диапазоне 20–250 % в зависимости от числа Рейнольдса и локальной координаты вдоль течения. Наиболее сильная интенсификация наблюдается при максимальном числе Рейнольдса, исследованном в опытах.



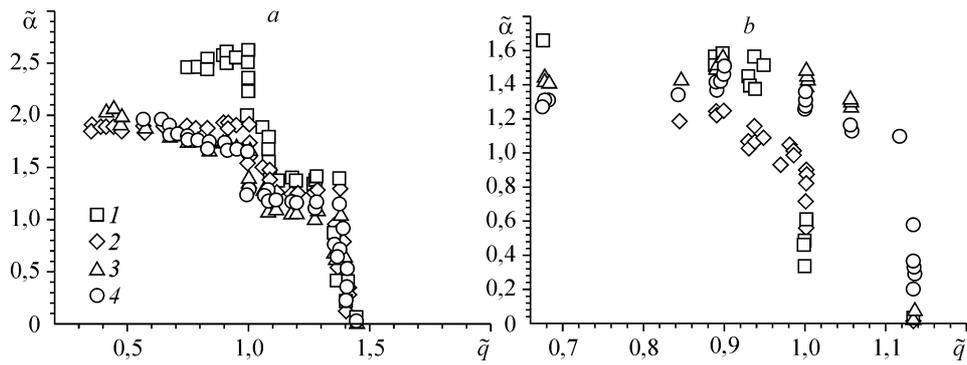


Рис. 11. Зависимость безразмерного коэффициента теплоотдачи от безразмерной плотности теплового потока при различных степенях орошения.

$Re_{вх} = 690$  (a),  $91$  (b), расстояния от начала обогреваемой поверхности —  $82$  (1),  $72$  (2),  $52$  (3),  $42$  (4) мм.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ среднестатистических волновых характеристик и на их основе получена оценка конвективной составляющей теплоотдачи в условиях интенсивного испарения ламинарно-волновой пленки при различных степенях орошения и тепловых потоках. Определен количественный вклад кондуктивной составляющей в общую интенсивность теплообмена. Выявлено, что в условиях интенсивного испарения конвективный перенос тепла, вызванный волновыми возмущениями, вносит слабый вклад в среднюю теплоотдачу, а интенсификация теплообмена осуществляется, главным образом, за счет существенного локального утончения остаточного слоя в пленке жидкости между гребнями крупных волн.

Получены новые опытные данные по зависимости локального коэффициента теплоотдачи от теплового потока при различных числах Рейнольдса на тонкостенном нагревателе. Показано, что величина коэффициента теплоотдачи при интенсивном испарении азота лежит существенно выше полуэмпирической зависимости Гимбутиса, полученной при обобщении опытных данных для воды и фреона-11 в области малых тепловых потоков на протяженных вдоль течения тепловыделяющих поверхностях [15].

Измерения распределения локальной мгновенной температуры показали, что амплитуда пульсаций температуры теплоотдающей поверхности существенно возрастает при возникновении крупномасштабных сухих пятен. При этом наблюдается резкое снижение локального коэффициента теплоотдачи. Показано, что флуктуации температуры поверхности, измеряемые в фиксированных точках теплоотдающей поверхности, связаны с колебаниями границы между смоченной и не смоченной зонами.

### ОБОЗНАЧЕНИЯ

$a$  — коэффициент температуропроводности,  $m^2/c$ ,  
 $f_v$  — частота волн, Гц,  
 $g$  — ускорение силы тяжести,  $m/c^2$ ,  
 $q$  — плотность теплового потока,  $Вт/м^2$ ,  
 $\tilde{q}$  — безразмерная плотность теплового потока,  
 $T$  — температура, К,  
 $\Delta T = T_{ст} - T_{нас}$  — температурный напор, К,  
 $U$  — скорость, м/с,  
 $\Gamma$  — степень орошения,  $m^2/c$ ,  
 $\alpha = q/\Delta T$  — коэффициент теплоотдачи,  $Вт/(м^2 \cdot К)$ ,

$\tilde{\alpha}$  — безразмерный коэффициент теплоотдачи,  
 $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $Вт/(м \cdot К)$ ,  
 $\delta$  — локальная толщина пленки, м,  
 $\delta_{ост}$  — толщина остаточного слоя, м,  
 $\tilde{\delta}$  — относительная амплитуда волны,  
 $\nu$  — кинематический коэффициент вязкости,  $m^2/c$ ,  
 $\tau$  — время, с,  
 $Pr = \nu/a$  — число Прандтля,  
 $Nu_* = \alpha (\nu^2/g)^{1/3} / \lambda$  — модифицированное число Нуссельта,  
 $Re = 4\Gamma/\nu$  — пленочное число Рейнольдса.

## ИНДЕКСЫ

вх — входной,  
вых — выходной,  
конв — конвективный,  
конд — кондуктивный,  
лок — локальный,

нас — относится к линии насыщения,  
исп — при испарении,  
с.п — сухое пятно,  
ср — среднее,  
ст — относится к нагревательной стенке,  
экс — экспериментальный.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Adomeit P., Leefken A., Renz U.** Experimental and numerical investigation on wavy films // Proc. of the 3rd Europ. Thermal-Sci. Conf., Heidelberg. — Germany, Sept. 10-13, 2000. — Vol. 2. — P. 1003–1009.
2. **Al-Sibai F., Leefken A., Renz U.** Local and instantaneous distribution of heat transfer rates through wavy film // Proc. of the Fifth World Conf. on Exp. Heat Transfer, Liquid Mech., and Thermodynamics, Thessaloniky. — Greece, Sept. 24-28, 2001. — P. 1959–1963.
3. **Lyu T.N., Mudawar I.** Statistical investigation of the relationship between interfacial waviness and sensible heat transfer to a falling liquid film // Int. J. Heat Mass Transfer. — 1991. — Vol. 34, No. 6. — P. 1451–1464.
4. **Lel V., Stadler H., Pavlenko A., Kneer R.** Evolution of metastable quasi-regular structures in heated wavy liquid films // Принято к печати в журнале “Heat and Mass Transfer”, HMT-05-0100, 2005.
5. **Трифонов Ю.Я.** Влияние волн конечной амплитуды на испарение стекающей по вертикальной стенке пленки жидкости // Прикл. мех. техн. физ. — 1993. — Т. 34, № 6. — С. 64–71.
6. **Hewitt G.F., Shires G.L., Bott T.R.** Process heat transfer. — Begell House, 1994. — P. 1042.
7. **Handbook of phase change: Boiling and Condensation / Ed. In chief S.C. Kandlikar.** — London: Taylor and Francis, 1999. — P. 728.
8. **Павленко А.Н.** Переходные процессы при кипении и испарении // Дис. на соиск. уч. степ. д-ра физ.-мат. наук. — Новосибирск, 2001. — 449 с.
9. **Pavlenko A.N., Lel V.V.** Heat transfer and crisis phenomena in falling films of cryogenic liquid // Russ. J. of Eng. Thermophysics. — 1997. — Vol. 7, No. 3-4. — P. 177–210.
10. **Павленко А.Н., Лель В.В., Серов А.Ф., Назаров А.Ф.** Динамика течения интенсивно испаряющейся волновой плёнки жидкости // Прикл. мех. техн. физ. — 2001. — Т. 42, № 3. — С. 107–115.
11. **Pavlenko A.N., Lel V.V., Serov A.F., Nazarov A.D., Matsekh A.M.** Wave amplitude growth and heat transfer in falling intensively evaporating liquid film // J. of Eng. Thermophysics. — 2002. — Vol. 11, No. 1. — P. 7–43.
12. **Павленко А.Н., Лель В.В., Жуков В.Е., Печёркин Н.И., Мацех А.М.** Рост амплитуды волн и локальный теплообмен при интенсивном испарении в стекающих пленках жидкости // Тр. III Рос. нац. конф. по теплообмену (РНКТ-3). — Москва, 21-25 окт. 2002. — Т. 4. — С. 316–319.
13. **Pavlenko A.N.** Hydrodynamics and heat transfer in boiling and evaporation in cryogenic falling films and applications // Selected Transactions of NATO Advanced Study Institute. Kluwer Academic Publishers, the Netherlands. — 2003. — Vol. 99. — P. 181–200.
14. **Мацех А.М., Павленко А.Н.** Особенности теплообмена и кризисных явлений в стекающих пленках криогенной жидкости // Теплофизика и аэромеханика. — 2005. — Т. 12, № 1. — С. 105–119.
15. **Гимбутис Г.** Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости. — Вильнюс: Мокслас, 1988. — С. 232.
16. **Алексеев С.В., Назаров А.Д., Павленко А.Н., Серов А.Ф., Чехович В.Ю.** Течение пленки криогенной жидкости по вертикальной поверхности // Теплофизика и аэромеханика. — 1997. — Т. 4, № 3. — P. 307–318.
17. **Wilke W.** Wärmeübergang an Rieselfilme. — VDI, Forschungsheft 490, 1962. — P. 36.
18. **Воронцов Е.Г.** Особенности волнового течения с изменением длины пробега пленки // Инж.-физ. журн. — 1969. — Т. 16, № 1. — С. 140–144.

*Статья поступила в редакцию 14 октября 2005 г.*