

УДК 536.248

ОСОБЕННОСТИ ЭВОЛЮЦИИ СУХИХ ПЯТЕН ПРИ ПЛЕНОЧНОМ ТЕЧЕНИИ КРИОГЕННЫХ ЖИДКОСТЕЙ В УСЛОВИЯХ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ*

А.Н. ПАВЛЕНКО, И.П. СТАРОДУБЦЕВА, А.С. СУРТАЕВ

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

Экспериментально исследованы переходные процессы с образованием сухих пятен и развитием кризиса осушения при ступенчатом и квазистационарном законах тепловыделения на тонкостенном нагревателе, охлаждаемом стекающей пленкой криогенной жидкости. Показано, что при малых значениях плотности теплового потока распад ламинарно-волновой пленки жидкости происходит с возникновением самоорганизующейся системы метастабильных регулярных структур с кипящими струями жидкости и крупномасштабными сухими зонами между ними. Проведен численный эксперимент, моделирующий процесс повторного смачивания перегретой поверхности, осушенной при импульсном тепловыделении. Впервые обнаружено, что локальные скорости движения разных областей двумерного фронта смачивания существенно различаются. Достоверность результатов, полученных численными методами, подтверждена прямым сравнением с экспериментальными данными.

ВВЕДЕНИЕ

Пленочные течения жидкостей широко используются в различных современных теплообменных устройствах для интенсификации процессов тепломассопереноса. Обладая малым термическим сопротивлением, пленки жидкости обеспечивают перенос высоких плотностей теплового потока при малых температурных напорах. Охлаждение систем с высоким тепловыделением с помощью тонких пленок представляется весьма перспективным. Актуальность данной тематики связана, в частности, с разработкой эффективных и компактных систем охлаждения элементов электронного оборудования и вычислительной техники, высокопроизводительных графических процессоров, быстрдействие и срок жизни которых в существенной мере зависят от эффективности отвода рассеиваемой мощности. В таких системах предельные величины тепловых потоков ограничены возникновением кризисных явлений, когда на орошаемой поверхности возникают сухие пятна, развитие которых при определенных условиях приводит к ее полному осушению, неконтролируемому разогреву и выходу из строя. В подобных ситуациях необходимо надежное предсказание величины критического теплового потока.

Как показывает анализ литературы [1–5], теплообмен, развитие кризисных явлений в стекающих пленках жидкости являются предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований. В работах [6–8] при экспериментальном исследовании теплообмена обнаружено, что при испарении и кипении

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 5-08-18022-а) и Сибирского отделения РАН (Интеграционный проект СО РАН совместно с ИТ УрО РАН № 2.5).

азота в ламинарно-волновом режиме течения после возникновения сухих пятен формируются структуры с крупномасштабными несмоченными зонами между регулярными струями жидкости.

Работы по исследованию теплообмена, кризиса теплоотдачи при нестационарном тепловыделении в условиях пленочного течения жидкости практически отсутствуют [9, 10]. Фундаментальные закономерности развития процессов теплообмена и кризисных явлений при испарении и кипении в стекающих волновых пленках жидкости при нестационарном тепловыделении не исследованы.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование и численное моделирование эволюции и тепловой устойчивости сухих пятен, возникающих на тепловыделяющих поверхностях при нестационарном тепловыделении в условиях течения ламинарно-волновой пленки жидкости.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В экспериментах были исследованы переходные режимы с образованием сухих пятен и развитием кризиса осушения при ступенчатом и квазистационарном законах тепловыделения на малоинерционном тонкостенном нагревателе из константана в условиях ламинарно-волнового течения пленки жидкости. Подробное описание экспериментальной установки, рабочего участка (рис. 1) и системы сбора и обработки опытных данных представлены в работе [8].

Режимы распада пленочного течения жидкости при импульсном тепловыделении и последующего повторного смачивания исследовались в диапазоне изменения степени орошения на входе экспериментального участка, соответствующем изменению пленочного числа Рейнольдса $Re = 4 \cdot \Gamma / \nu'$ в диапазоне от 40 до 1700.

Равномерно распределенная по ширине пластины пленка жидкого азота подавалась на линии насыщения при атмосферном давлении из щелевого распределителя, находящегося на расстоянии 160 мм от начала нагреваемой поверхности.

Толщина нагревательной фольги составляла $\delta_n = 25 \cdot 10^{-6}$ м. Температура теплоотдающей поверхности измерялась с помощью трех локальных платиновых терморезисторов, абсолютная погрешность которых в области

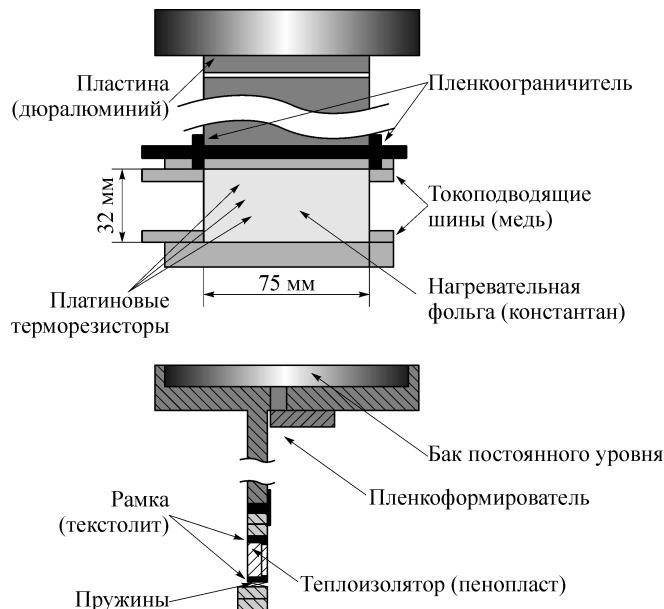


Рис. 1. Схема экспериментального участка.

криогенных температур составляла $\pm 0,1$ К. Датчики располагались на расстоянии $x = 10, 16, 22 \cdot 10^{-3}$ м соответственно от начала тепловыделяющей секции.

Визуализация процесса осуществлялась с помощью высокоскоростной цифровой видеокамеры Phantom v7.0 (максимальная частота записи 160000 кадр/с). В экспериментах использовался программируемый импульсный источник питания, обеспечивающий плотности тепловых потоков до $3 \cdot 10^5$ Вт/м² с фронтами нарастания и сброса тепловой нагрузки в импульсе не более $3 \cdot 10^{-3}$ с. Температурные измерения, запись текущих значений напряжения и тока на экспериментальном участке, цифровая видеосъемка были синхронизированы с моментом начала подачи тепловой нагрузки с помощью платы АЦП и программного пакета LabView.

В результате проведенного цикла экспериментальных исследований изучены основные закономерности развития кризисных явлений в стекающих волновых пленках жидкости при нестационарном тепловыделении. Показано, что при малых значениях плотности теплового потока $q < q_{\text{хар}}$ в кризисных режимах в условиях ступенчатого тепловыделения распад ламинарно-волновой пленки после вскипания жидкости происходит с возникновением метастабильных регулярных структур с кипящими струями жидкости и крупномасштабными сухими зонами между ними.

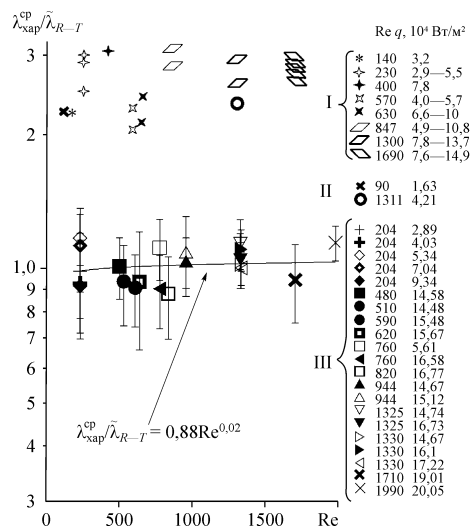
На рис. 2 приведены экспериментальные данные по среднему поперечному размеру между центрами струй жидкости при различных тепловых нагрузках и числах Рейнольдса. Зависимость представлена в безразмерном виде, где поперечный размер структур нормирован на величину характерной длины волны неустойчивости Рэлея–Тейлора. Как видно на рисунке, величина характерного поперечного размера между струями жидкости $\lambda_{\text{хар}}^{\text{сп}}$ более чем в два раза превышает соответствующие значения, полученные в условиях стационарного тепловыделения при граничном условии $T_h \sim \text{const}$: $\lambda_{\text{хар}}^{\text{сп}} > \lambda_{R-T}$, здесь $\lambda_{R-T} = 2\pi\Lambda$ — пороговая длина возмущений при развитии неустойчивости Рэлея–Тэйлора.

При высоких плотностях теплового потока $q > q_{\text{хар}}$ интенсивное вскипание жидкости приводит к быстрому выбросу жидкости в виде капель и полному осушению практически одновременно всей теплоотдающей поверхности. Как следует из обработки опытных данных, величина $q_{\text{хар}}$ существенно зависит от числа Рейнольдса и возрастает от $6,7 \cdot 10^4$ до $18 \cdot 10^4$ Вт/м² при увеличении Re в диапазоне 230–1690.

После скачкообразного сброса тепловой нагрузки происходит переходный процесс, в результате которого поверхность начинает охлаждаться стекающей пленкой жидкого азота.

Рис. 2. Обобщение экспериментальных данных для характерного размера регулярных структур.

$\lambda_{\text{хар}}^{\text{сп}}$ — средний поперечный размер между центрами струй жидкости. $\tilde{\lambda}_{R-T} = 2\pi\Lambda$ — характерная длина волны неустойчивости Рэлея–Тэйлора. Область I соответствует граничному условию $q = \text{const}$ при ступенчатом тепловыделении. II — $q = \text{const}$ при стационарном тепловыделении. III — $T_h = \text{const}$ при стационарном тепловыделении.



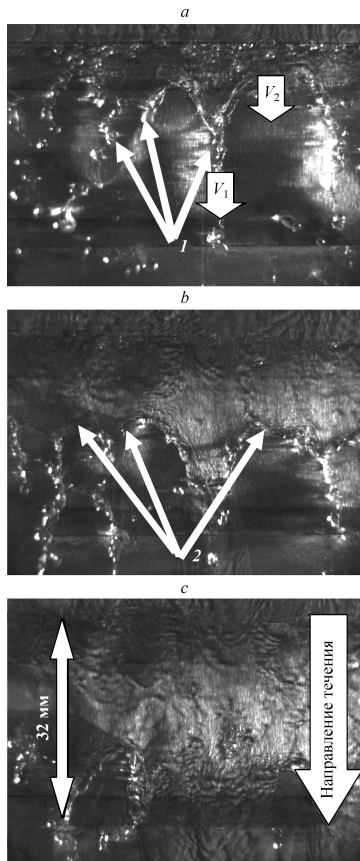


Рис. 3. Фрагменты высокоскоростной видеосъемки переходного процесса после импульса тепловыделения длительностью $\Delta\tau = 0,2$ с. Плотность теплового потока $q_+ = 21,23 \cdot 10^4$ Вт/м², $Re = 1690$, $\tau = 1,5$ с, стрелками показаны кипящие струи (а), 2,5 с, стрелками показаны границы пленочного течения с теплообменом в режиме испарения (b), 3 с (c).

На рис. 3 представлены фрагменты видеосъемки процесса повторного смачивания перегретой поверхности после импульсного тепловыделения (длительность импульса $\Delta\tau = 0,2$ с, плотность теплового потока $q_+ = 21,23 \cdot 10^4$ Вт/м²). Визуализация позволила выявить особенности данного процесса.

Обнаружено, что фронт смачивания не является плоским в поперечном направлении. Практически на входе тепловыделяющей поверхности возникают регулярные струи жидкости, в нижней части которых развивается интенсивное кипение (области 1, см. рис. 3, а). В межструйных зонах на границе несмоченной поверхности формируются валики жидкости (области 2, см. рис. 3, b), теплообмен в которых определяется преимущественно режимом испарения.

Характерный средний размер между центрами регулярных струй в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса лежит в пределах 6÷16 мм.

Обработка экспериментальных данных показала, что при повторном смачивании перегретой поверхности стекающей пленкой жидкости локальная скорость движения различных зон двумерного фронта смачивания существенно различна. Локальные значения скорости фронта смачивания в струйной области существенно выше, чем в межструйных зонах стекающей жидкости, рис. 4. Вследствие этого в переходном процессе формируется динами-

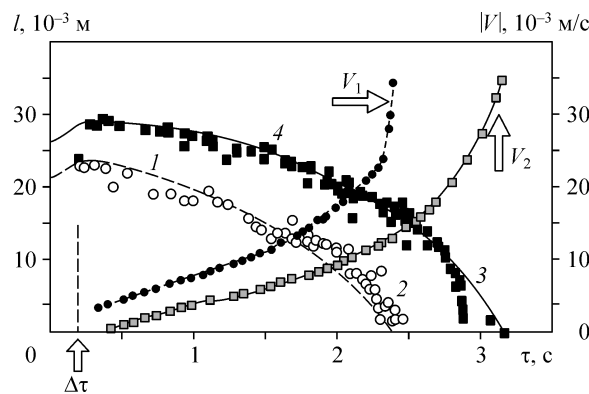


Рис. 4. Зависимость размера и скорости перемещения сухого пятна от времени при различных условиях теплообмена в пленке. Длительность импульса $\Delta\tau = 0,2$ с. Плотность теплового потока $q_+ = 21,23 \cdot 10^4$ Вт/м², $Re = 1690$.

1 — расчет при теплообмене в кипящей пленке ($\alpha_{\text{boil}} = 4,7 \cdot 10^4$ Вт/(м²·К), $\alpha_{d,s} = 50$ Вт/(м²·К), $\Delta T_{\text{bound}} = \Delta T_{\text{lim}} = 26$ К), 2 — экспериментальные данные для кипящих струй, 3 — расчет в режиме испарения в пленке жидкости ($\alpha_{\text{evap}} = 6000$ Вт/(м²·К), $\alpha_{d,s} = 50$ Вт/(м²·К), $\Delta T_{\text{bound}} = \Delta T_{\text{lim}} = 26$ К), 4 — экспериментальные данные для пленки в режиме испарения. V_1 — расчет скорости подвижной границы кипящих струй, V_2 — скорость фронта в межструйной области.

ческая “языковая” структура, при этом полное время смачивания определяется скоростью перемещения границ пленочного течения жидкости в межструйной области.

Как следует из [5, 6], в данной области чисел Рейнольдса теплообмен при кипении в пленке жидкости характеризуется существенно более высокими значениями коэффициента теплоотдачи, чем в режиме испарения с отсутствием кипения. Развитие кипения в нижней части струй жидкости приводит к принципиальному изменению структуры двухфазного слоя во фронте смачивания. Быстро растущие пузырьки разрушают валиковую форму межфазной поверхности, которая наблюдается в межструйной зоне.

Это приводит к тому, что в струях жидкости во фронте смачивания реализуется режим теплообмена с очень высоким значением осредненного коэффициента теплоотдачи при кипении в тонкой пленке с наличием локальных зон с тонким микрослоем жидкости. Как было показано в [11–13], область высокоэффективного теплообмена при кипении во фронте ограничивается достижением температур теплоотдающей поверхности, соответствующих температуре предельного перегрева жидкости при гомогенной нуклеации $T_{\text{bound}} = T_{\text{lim}}$.

Таким образом, принципиально различный характер теплообмена в струйной и межструйной зонах приводит к существенной неравномерности локальной скорости перемещения фронта смачивания.

Обработка экспериментальных данных, полученных с использованием цифровой видеосъемки, позволила определить локальные скорости перемещения подвижных границ смачивания в различные моменты времени переходного процесса. Оказалось, что средняя скорость движения границы кипящих струй в 1,2–1,5 раза для различных чисел Рейнольдса превышает среднюю скорость перемещения границы испаряющейся пленки.

Мгновенная скорость движения границы при этом изменяется нелинейно – происходит резкое увеличение скорости при движении фронта вниз по нагревателю. Это связано с тем, что в несмоченной зоне температура теплоотдающей поверхности в отсутствие тепловыделения заметно снижается в переходном процессе вследствие теплообмена при свободной конвекции в паровой фазе.

В известных работах [14, 15], посвященных экспериментальному и теоретическому исследованию процесса повторного смачивания в режиме орошения одиночной струей перегретой горизонтальной поверхности [14], при затоплении снизу вертикальных каналов жидкостью [15] не было выявлено наличия “языковой” структуры фронта. Соответственно, в этих работах при разработке расчетных моделей фронт смачивания принимался плоским, и, как следствие, имеющим одинаковую в поперечном направлении скорость перемещения.

В настоящем исследовании показано, что при охлаждении вертикальной перегретой поверхности стекающей тонкой пленкой жидкости фронт смачивания имеет ярко выраженную “языковую структуру” с неравномерно распределенным в поперечном направлении локальным коэффициентом теплоотдачи и, соответственно, переменной скоростью перемещения различных областей фронта смачивания.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Параллельно экспериментам проведено численное моделирование эволюции и тепловой устойчивости сухих пятен с учетом экспериментально выявленных и отмеченных выше факторов.

Эволюция сухого пятна на тепловыделяющей поверхности, охлаждаемой стекающей пленкой криогенной жидкости, рассматривается в первом приближении как

распространение температурного возмущения вследствие действия механизма продольной теплопроводности на тонком нагревателе (число Био $Bi = \frac{q\delta_h}{\lambda_h(T_h - T_{sat})} < 1$)

и описывается уравнением нестационарной теплопроводности с соответствующими начальными и граничными условиями:

$$\frac{\partial T_h}{\partial \tau} = aL(T_h) + f(\Delta T_h),$$

где $a = \frac{\lambda_h}{c_h \rho_h}$, $f(\Delta T_h) = (\delta_h c_h \rho_h)^{-1} [q_+ - q_-(\Delta T_h)]$, $L = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ — одномерный диф-

ференциальный оператор, $L = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}$ — двумерный с осевой симметрией.

Здесь T_h — температура нагревателя, τ — время, ΔT_h — температурный напор, λ_h — коэффициент теплопроводности, c_h — теплоемкость, ρ_h — плотность, δ_h — толщина, x — координата вдоль нагревателя с точкой отсчета на нижнем краю, индекс h относится к нагревателю. Плотность тепловыделения q_+ вдоль нагревателя принимается постоянной $q_+(x) = q_+ = \text{const}$ и меняется по ступенчатому закону во времени, $q_-(\Delta T_h)$ — плотность теплового потока, отводимого в жидкий азот. Начальное температурное возмущение моделируется функцией в виде ступеньки, сглаженной экспоненциально в области высокоинтенсивного теплообмена. Максимальная начальная температура в зоне сухого пятна в первом приближении принимается равной температуре предельного перегрева $T_0 = T_{lim}$, при которой происходит резкое вскипание жидкого азота, выброс мелких капель с теплоотдающей поверхности и образование крупномасштабных сухих пятен.

Краевые условия для нагревателя конечной длины L_h : $\frac{\partial T_h}{\partial x} = 0$ для $x = 0$, $x = L_h$, соответствуют теплоизолированным концам нагревателя.

Для физически обоснованного выбора граничных условий во фронте используется введенный в [11] параметр

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\lambda_h \delta_h g (\rho' - \rho'')}{\alpha \sigma}},$$

характеризующий отношение ширины температурного градиента вдоль нагревателя во фронте в зоне высокоинтенсивного теплообмена к характерному масштабу действия капиллярных сил Λ . Здесь g — ускорение свободного падения, σ — коэффициент поверхностного натяжения, Λ — постоянная Лапласа.

Для константановой фольги, используемой в эксперименте, $l_{char} = \sqrt{\frac{\lambda_h \delta_h}{\alpha_{boil}}} \sim 0,4 \cdot 10^{-3}$ м.

Интенсивность теплоотдачи $q_-(\Delta T_h)$ моделируется кривыми теплоотдачи, в которых использованы экспериментальные данные [8]. Линеаризованный коэффициент теплоотдачи α скачком меняется в точке $\Delta T_{bound} = \Delta T_{lim} = 26$ К. При $T \leq T_{bound}$ $\alpha = \alpha_{boil}$ (режим пузырькового кипения в пленке) или $\alpha = \alpha_{evap}$ (режим испарения в пленке) в зависимости от режима теплообмена в различных зонах пленки. При

$T > T_{\text{bound}}$ $\alpha = \alpha_{d,s}$ (соответствует теплоотдаче в несмоченной области при турбулентной свободной конвекции в паровой фазе).

В расчетах были приняты следующие теплофизические свойства и геометрические параметры теплоотдающей поверхности: $\delta_h = 25 \cdot 10^{-6}$ м, $L_h = 32 \cdot 10^{-3}$ м, $\lambda_h = 18$ Вт/(м·К), $c_h = 245$ Дж/(кг·К), $\rho_h = 8850$ кг/м³.

Анализ результатов численного моделирования повторного смачивания перегретой поверхности в зоне кипящих струй показывает, что двумерность контактной линии фронта приводит к резкому (более чем на порядок, в отличие от расчетных данных для плоского фронта) снижению скорости его распространения при безразмерных радиусах его кривизны

$$R'_{\text{char}} = \frac{R_{\text{char}}}{2\delta_{\text{char},d,s}} = \frac{R_{\text{char}}}{2\sqrt{\lambda_h \delta_h / \alpha_{\text{char},d,s}}} \leq 2.$$

Для фольги из константана, охлаждаемой азотом, расчет R_{char} соответствует радиусу фронта в нижней части кипящей струи $R_{\text{char}} \approx (3\div 5)$ мм. Это означает, что характерный поперечный (по ширине пластины) размер фронта смачивания в зоне кипящих струй в первом приближении определяется величиной R_{char} . Мелкомасштабные возмущения с размерами $R < R_{\text{char}}$ будут иметь существенно меньшие значения локальной скорости распространения, что приведет, как следует из расчетов, к выравниванию фронта в зоне кипящих струй до стабилизации его формы с характерной величиной радиуса кривизны R_{char} . Это обстоятельство дает возможность рассчитать характерные скорости распространения фронтов смачивания в зонах кипящих струй и межструйной области с испаряющейся пленкой, используя в простейшей постановке одномерное приближение.

На рис. 4 представлено сравнение результатов численного моделирования эволюции сухих пятен при ступенчатом импульсном тепловыделении с плотностью теплового потока в импульсе $q_+ = 21,23 \cdot 10^4$ Вт/м² с экспериментальными данными. Кривые 1 и 3 на рисунке соответствуют расчету эволюции продольного размера (вдоль течения пленки жидкости) несмоченной поверхности для характерных зон в струйной и межструйной областях.

Вертикальная пунктирная линия на рисунке соответствует моменту окончания импульса тепловыделения длительностью 0,2 с и началу процесса повторного смачивания перегретой поверхности соответственно. Данные V_1 и V_2 , обозначенные стрелками на рис. 4, соответствуют расчету скорости фронта смачивания в зоне кипящих струй и в межструйной области. Значение максимальной температуры в несмоченной зоне $T_{\text{max}} \cong 700$ К, использованное в расчете, соответствует экспериментальным данным в момент начала второй стадии переходного процесса — повторного смачивания.

До момента выключения тепловыделения происходит практически линейный рост размеров крупномасштабных сухих пятен, возникших после локального вскипания жидкости. В момент окончания импульса тепловыделения начинается процесс повторного смачивания.

Полученные численно результаты по динамике сухих пятен достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными для обеих стадий переходного процесса.

На тонкостенном нагревателе формирование регулярных структур в виде струй жидкости, перемежающихся крупномасштабными сухими пятнами, имеет ряд особенностей, так как в области возникновения локальных сухих пятен происхо-

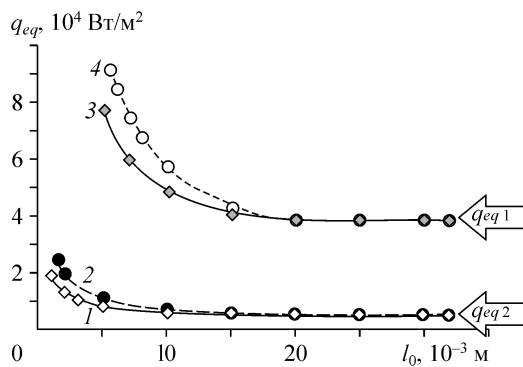


Рис. 5. Зависимость равновесной плотности теплового потока от начального размера сухого пятна.

1, 2 — расчет q_{eq} при испарении в пленке, $\alpha_{\text{evap}} = 6000 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$, $\alpha_{d.s} = 50 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$, $\Delta T_{\text{bound}} = 10 \text{ К}$; 3, 4 — расчет при кипении в струях жидкости, $\alpha_{\text{boil}} = 4,7 \cdot 10^4 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$; $\alpha_{d.s} = 50 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$; $\Delta T_{\text{bound}} = 26 \text{ К}$.

дит резкое увеличение температуры на теплоотдающей поверхности. Эволюция подвижных границ сухих пятен в этих условиях в существенной мере зависит от продольного теплового потока, переносимого по теплопередающей стенке в смоченную зону. Вытеснение смоченных зон при пленочном течении жидкости происходит при превышении порогового значения теплового потока на тепловыделяющей поверхности, так называемого равновесного теплового потока, введенного впервые в работе [16] применительно к условиям равновесия границы смены режимов кипения при свободной конвекции жидкости. Тепловая устойчивость фронта смачивания $q = q_{eq}$ зависит от граничных условий (динамической кривой теплообмена в окрестности фронта и характерной температуры на границе). Форма динамической кривой зависит от характера теплообмена в смоченной зоне, который в переходном процессе формирования струй различен во времени.

На рис. 5 представлены результаты численного моделирования тепловой устойчивости сухих пятен, возникающих при импульсном тепловыделении на тонкостенном нагревателе из константана, охлаждаемом стекающей пленкой жидкого азота, подаваемой на линии насыщения при атмосферном давлении.

Определены плотности теплового потока, при превышении которых происходит процесс распространения сухих пятен начального размера l_0 на первой стадии переходного процесса до окончания импульса тепловыделения. Расчет проведен при двух граничных условиях: в режиме пленочного испарения в смоченных зонах (кривые 1 и 2) и при развитии кипения в пленке жидкости (кривые 3 и 4). Обнаружено, что величины плотностей тепловых потоков $q_{eq,1}$, $q_{eq,2}$ существенно отличаются друг от друга. Это означает, что кипящие струи жидкости обладают значительно более высоким порогом тепловой устойчивости, чем струи жидкости с испарением на первой стадии процесса.

Кривые 1 и 3 получены в приближении одномерной задачи, 2 и 4 соответствуют сухим пятнам с радиальной симметрией. Расчеты показали, что в области локальных сухих пятен небольшого размера равновесные кривые, полученные в приближении двумерной задачи, находятся выше кривых, соответствующих одномерной геометрии. При этом результаты численного моделирования продемонстрировали, что для крупномасштабных сухих пятен, наблюдаемых в данном эксперименте ($l_0 \geq 15 \text{ мм}$), вполне применим одномерный анализ.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ высокоскоростной цифровой видеосъемки позволил выявить основные закономерности процессов распада стекающей пленки жидкости определить скорости перемещения подвижных границ смачивания в различные моменты времени в переходном режиме. На первом этапе часть возникающих струй вырождается с перераспределением полного расхода жидкости. Количество струй уменьшается с увеличением соответственно локального расхода в них. В итоге в данной

существенно неравновесной системе образуется самоорганизующаяся устойчивая структура течения. На первой стадии теплообмен в струях осуществляется в режиме испарения жидкости. При развитии кипения в струях жидкости и изменении структуры двухфазного слоя в окрестности фронта смачивания коэффициент теплоотдачи резко возрастает. При этом характерная температура вблизи границы смоченной зоны возрастает до значений, соответствующих температуре предельного перегрева жидкости при гомогенной нуклеации. Это, очевидно, приводит к значительному росту порога тепловой устойчивости струй жидкости в переходном процессе распада жидкости при пленочном течении в условиях нестационарного тепловыделения и формированию метастабильных регулярных структур с кипящими струями жидкости.

Численный эксперимент проведен для описания процесса повторного смачивания тонкостенного нагревателя, охлаждаемого стекающей волновой пленкой криогенной жидкости. Обнаружено, что средняя скорость движения границы кипящих струй значительно превышает среднюю скорость перемещения границы испаряющейся пленки. Мгновенная скорость движения границы при этом изменяется нелинейно. Очевидно, что время полного коллапса сухих пятен определяется минимальной скоростью, т. е. скоростью перемещения границ испаряющейся пленки в межструйных зонах.

Таким образом, на основе моделирования показано и экспериментально подтверждено, что полное время повторного смачивания определяется минимальным значением скорости перемещения границ испаряющейся пленки в зонах фронта между кипящими струями. Достоверность полученных численными методами результатов подтверждена прямым сравнением с экспериментальными данными. Разработанная численная модель продемонстрировала достаточно хорошее качественное описание общей картины распространения фронта повторного смачивания. Видно, что расчет в целом качественно правильно моделирует характерные для данного эксперимента физические процессы.

Полученные результаты важны для выявления фундаментальных закономерностей развития переходных процессов и кризисов при кипении и испарении, в том числе в стекающих пленках жидкости, для разработки новых подходов к описанию кризисных явлений при различных законах тепловыделения.

Практическая значимость исследования кризисных явлений в стекающих пленках жидкости определяется важностью полученных результатов для количественного определения границ оптимальных и безопасных режимов работы различных типов теплообменников с высокой энергонапряженностью и с интенсивными пульсациями теплового потока, например, при разработке и создании малогабаритных теплообменников-испарителей периодического действия (в том числе в современных криобиотехнологиях), управляемых малоинерционных испарителей-дозаторов, различных отборников состава в измерительной технике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mudawar I.A., Incropera T.A. and Incropera F.P.** Boiling heat transfer and critical heat flux in liquid film falling on vertically-mounted heat sources // *Inter. J. Heat Mass Transfer.* — 1987. — Vol. 30. — P. 2083–2095.
2. **Katto Y.** Critical heat flux // *Inter. J. Multiphase Flow.* — 1994. — Vol. 20. — P. 53–90.
3. **Lel V., Stadler H., Pavlenko A., Kneer R.** Evolution of metastable quasi-regular structures in heated wavy liquid films // *Heat Mass Transfer.* — 2007. — Vol. 43, No. 5. — P. 450–462.
4. **Чиннов Е.А., Кабов О.А.** Формирование струйных течений при гравитационном стекании волновой нагреваемой пленки жидкости // *ПМТФ.* — 2003. — Т. 44, № 5. — С. 128–137.
5. **Pavlenko A.N., Lel V.V.** Heat transfer and crisis phenomena in falling films of cryogenic liquid // *Russ. J. of Engin. Thermophysics.* — 1997. — Vol. 7, No. 3–4. — P. 177–210.

6. Pavlenko A.N., Lel V.V., Serov A.F. et al. Wave amplitude growth and heat transfer in falling intensively evaporating liquid film // J. of Engin. Thermophysics. — 2002. — Vol. 11, No. 1. — P. 7–43.
7. Мацех А.М., Павленко А.Н. Особенности теплообмена и кризисных явлений в стекающих плёнках криогенной жидкости // Теплофизика и аэромеханика. — 2005. — Т. 12, № 1. — С. 105–119.
8. Павленко А.Н., Мацех А.М., Печеркин Н.И. и др. Теплообмен и кризисные явления при интенсивном испарении в стекающих волновых пленках жидкости // Теплофизика и аэромеханика. — 2006. — Т. 13, № 1. — С. 93–105.
9. Hewitt G.F., Shires G.L., Bott T.R. Process heat transfer. — Begell House, 1994. — 1042 p.
10. Handbook of phase change: Boiling and Condensation / Ed. In chief S.C. Kandlikar. — London: Taylor and Francis, 1999. — 728 p.
11. Павленко А.Н., Стародубцева И.П. Исследование динамики развития полубесконечного и локального очагов пленочного кипения // Теплофизика и аэромеханика. — 1998. — Т. 5, № 2. — С. 216–228.
12. Павленко А.Н. Переходные процессы при кипении и испарении. Дисс. на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. — Новосибирск, 2001. — 449 с.
13. Павленко А.Н., Стародубцева И.П., Мацех А.М. Влияние граничных условий на динамику развития очагов пленочного кипения // Теплофизика и аэромеханика. — 2003. — Т. 10, № 4. — С. 611–628.
14. Hammad J., Mitsutake Y., Monde M. Movement of maximum heat flux and wetting front during quenching of hot cylindrical block // Inter. Symposium on Transient Convective Heat and Mass Transfer in Single and Two Phase Flows / Ed. J. Padet, F. Arinc. — Begell House, 2003. — P. 189 – 202.
15. Габараев Б.А., Ковалев С.А., Молочников Ю.С. и др. Повторное смачивание и автоволновая смена режимов кипения // ТВТ. — 2001. — Т. 39, № 2. — С. 322–334.
16. Ковалев С.А. Об устойчивости режимов кипения // ТВТ. — 1964. — Т. 2, № 5. — С. 780–788.

Статья поступила в редакцию 16 апреля 2007 г.