

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНЫ ИСПАРЕНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ОДНОКОМПОНЕНТНОЙ ЖИДКОСТИ

АННОТАЦИЯ

При быстрой разгерметизации сосуда с жидкостью, находящейся первоначально при высоком давлении в равновесии с паром, возникает система с высоким уровнем метастабильности. В этих условиях возможно возникновение волны интенсивного поверхностного испарения жидкости. В данной работе исследована динамика волны поверхностного испарения фреона R11 в прозрачном цилиндрическом канале, возникающей при разрыве диафрагмы, разделяющей сосуд с пониженным давлением и рабочий участок. Выделены режимы с высокоскоростным фронтом испарения. Показано, что распад метастабильной жидкости происходит в виде волны поверхностного испарения с ячеистой структурой фронта и аномально высокими значениями коэффициента теплообмена со стороны жидкости. Получена зависимость скорости перемещения фронта испарения от начальной температуры жидкости и определено критическое значение температуры, ниже которой волна испарения не наблюдаются. С использованием высокоскоростной видеокамеры проведена визуализация структуры и динамики фронта испарения. Впервые показано, что движение фронта испарения имеет пульсирующий характер. Разработан метод расчета волны поверхностного испарения с квазиплоской межфазной границей, основанный на модели неравновесного испарения жидкости и экспериментально измеренных коэффициентах теплоотдачи со стороны жидкости.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование динамики переходных процессов в метастабильной жидкости, таких как взрывное вскипание, паровой взрыв, кризис кипения и др., представляет интерес, как для развития теории высокоинтенсивных фазовых переходов, так и для решения ряда прикладных задач. При быстрой разгерметизации замкнутого объема с жидкостью, находящейся в равновесии с паром при температуре насыщения и повышенном давлении, создается система с высоким уровнем метастабильности. В этих условиях возможно развитие распада метастабильной жидкости в виде волны поверхностного испарения. Для описания движения фронта испарения и его структуры возникает необходимость изучения процесса интенсивного неравновесного испарения высокоперегретой жидкости и механизма подвода тепла к межфазной поверхности.

Распространение волны испарения при быстрой разгерметизации замкнутого объема с жидкостью в цилиндрическом канале впервые рассмотрено в работе [1]. В этой работе показано, что фронт испарения перемещается с постоянной скоростью, зави-

сящей от начального перегрева, и свойств жидкости.

В работе [2] проведено исследование влияния степени открытия выпускного клапана (и соответственно скорости понижения давления) на скорость и характер распространения волны испарения. Получен также конусообразный фронт испарения, распространяющийся вдоль металлического стержня, расположенного вдоль оси канала. Показано, что определяющими параметрами в таком процессе являются начальный перегрев, определяемый температурой жидкости и внешним давлением, и скорость снижения давления в системе. В работе [3] приведена динамика развития процесса вскипания на искривленной под действием волны разгрузки межфазной поверхности жидкость-пар. В работе [4] приведены результаты исследования волны испарения в каналах различной формы и было показано, что скорость распространения волн испарения не зависит от диаметра канала и его формы. В работах [5, 8] численно решена задача неравновесного испарения жидкости с плоской движущейся границей в приближении того, что поверхность жидкости имеет ту же температуру, что и весь объем. В этой работе найдена связь давлений, температур и скоростей на поверхности и в потоке пара.

Целью данной работы является экспериментальное исследование динамики фронта испарения и структуры межфазной поверхности при быстрой разгерметизации фреона R11 в прозрачном цилиндрическом канале и определение коэффициента теплоотдачи со стороны жидкости.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследование распространения фронта вскипания перегретой жидкости при быстрой разгерметизации фреона R11 было проведено на экспериментальной установке, схема которой представлена на рис. 1. Экспериментальный стенд включал в себя камеру низкого давления объемом 60 литров и рабочий участок с перегретой жидкостью, разделенные мембраной. В качестве рабочей жидкости использовался фреон R11. В качестве рабочего участка использовались цилиндрические стеклянные каналы внутренним диаметром 18 мм и длиной от 120 до 400 мм. Рабочий участок располагался вертикально и имел термостатированную рубашку, в которой прокачивалась вода от термостата. Это позволяло нагревать фреон R11 до начальной температуры T_L . Диапазон начальных температур фреона

в рабочем участке составлял 18-60 °С и измерялся с точностью 0.3 °С.

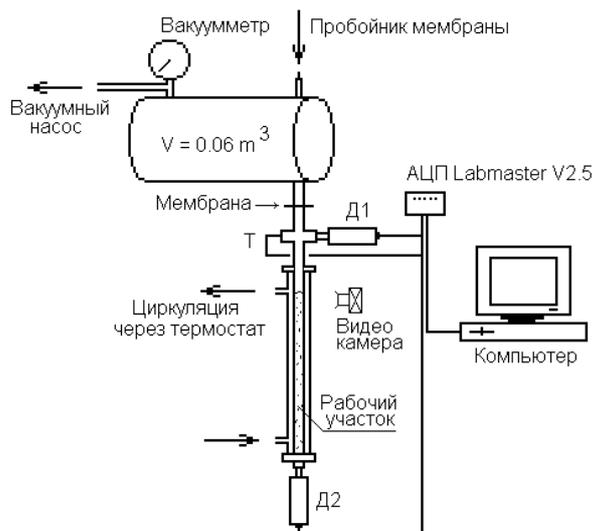


Рис. 1. Экспериментальная установка

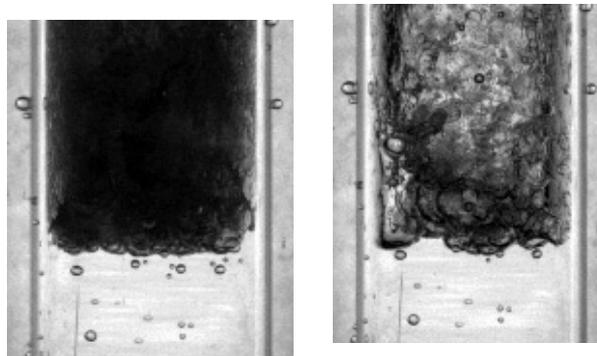
В камере низкого давления с помощью вакуумного насоса создавалось разрежение, которое измерялось с помощью образцового вакуумметра с точностью 0.005 бар. Диапазон давлений, создаваемых в камере низкого давления, составлял $p_R = 0,5... 0,03$ бар. Камера низкого давления соединялась с рабочим участком цилиндрическим каналом длиной 0.46 м и внутренним диаметром 16 мм. В нижней части цилиндрического канала, непосредственно перед рабочим участком, расположена разделительная мембрана. Сапфировый датчик давления МИДА-ДА-13П с собственной частотой 1 кГц был расположен в верхней части рабочего участка. Для исключения конденсации паров фреона в датчике давления мембранный узел и датчик давления нагревались до температуры, превышающей температуру фреона на 2-3 °С. В отдельных опытах дополнительный датчик давления располагался в нижней части рабочего участка. В верхней части рабочего участка в центре цилиндрического канала размещена медь-константановая термопара с временной постоянной ~10 мсек, позволяющая измерять изменение температуры паров в течение процесса испарения фреона в объеме рабочей камеры. В ходе опыта данные об изменении давления и температуры через АЦП и коммутатор Labmaster V2.5 записывались и обрабатывались на ПК. Соединение рабочего участка с камерой низкого давления производилось путём механического разрыва диафрагмы.

При разрыве диафрагмы с помощью сигнала пьезодатчика, расположенного на камере низкого давления, определялось точное время начала процесса. Для определения продолжительности разрыва диафрагмы индуктивный датчик давления заменялся на пьезоэлектрический датчик давления ЛХ - 610 с собственной частотой 10 кГц. Было установлено, что время выхода давления на значение, при котором происходит исследуемый процесс, не превышает 2 мсек. Визуализация проводилась с помо-

щью высокоскоростной цифровой видеокамеры Phantom v7.0 с разрешением 800x600 пикселей и разрядностью 12 бит, позволяющей получать 4800 кадров в секунду.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 показаны характерные стадии распространения фронта волны испарения. Съёмка проведена в проходящем свете с использованием высокоскоростной видеокамеры. Здесь прозрачная область внизу кадра соответствует жидкости, темная область в верхней части кадров – парожидкостному потоку. Пузырьки воздуха, наблюдаемые в области жидкости, расположены в охлаждающей рубашке, а не в исследуемом объеме. Видно, что распад метастабильной жидкости происходит в виде волны поверхностного испарения с ячеистой структурой фронта. Визуализация структуры и динамики фронта испарения с использованием высокоскоростной видеокамеры показала, что движение фронта испарения не монотонно и имеет пульсирующий характер. Быстрое перемещение фронта, сопровождающееся интенсивным испарением жидкости и выбросом пересыщенного пара (рис. 2, а), чередуется с периодом замедления движения фронта, в течение которого происходит подвод тепла к межфазной границе в условиях высокой степени межфазной турбулентности. При этом происходит просветление парожидкостной среды (рис. 2, б). Частота смены этих режимов испарения возрастает с ростом начальной температуры жидкости.



а)

б)

Рис. 2. Динамика изменения структуры парожидкостной среды при движении фронта испарения: а — интенсивное испарение; б — замедление процесса испарения. Интервал между кадрами 11 мсек; начальная температура жидкости 60 °С, $p_R = 0.04$ бар

Зависимость осредненной скорости распространения фронта испарения от начальной температуры жидкости показана на рис. 3. Зависимость скорости фронта испарения от давления в камере низкого давления мала и скорость фронта определяется в основном начальной температурой жидкости. Скорость распространения волны испарения практически постоянна и не изменяется по длине рабочего участка. Это показывает, что толщина теплового пограничного слоя в жидкости не увеличивается

по корневому закону от времени, как это должно быть при кондуктивном механизме подвода тепла, а остается постоянной, поддерживая аномально высокие скорости испарения жидкости.

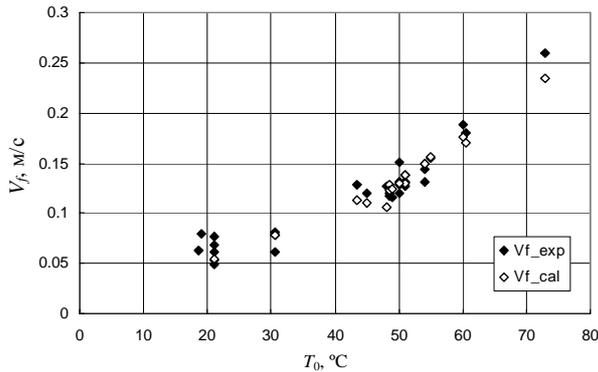


Рис. 3. Зависимость скорости движения фронта от температуры жидкости; светлые точки — эксперимент; темные: расчет, $p_R = 0.5—0.03$ бар

На рис. 4 показано поведение давления, регистрируемое датчиком, расположенным в верхней части рабочего участка, для двух начальных температур жидкости. При увеличении начальной температуры жидкости от 30 до 43 °C растет уровень среднего давления от 0.19 до 0.27 бар из-за увеличения потока пара на межфазной границе. Наблюдаемая частота пульсаций давления соответствует частоте смены режимов испарения. Время выхода давления на уровень 0,1 бар соответствует времени полного испарения рабочей жидкости.

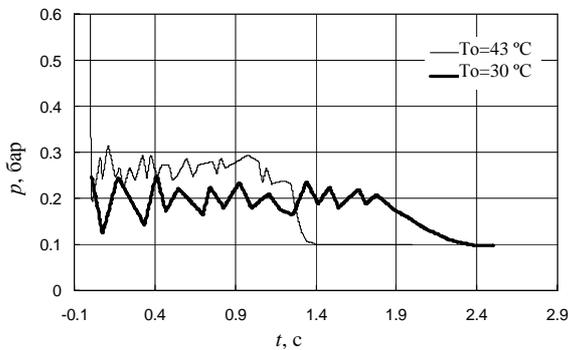


Рис. 4. Зависимость давления от времени при испарении фреона R11 в цилиндрическом канале для начальных температур жидкости 30 и 43 °C, $p_R = 0.04$ бар

Рассмотрим уравнения сохранения на межфазной границе при движении квазиплоского фронта испарения в метастабильной жидкости. В одномерном приближении они имеют вид:

$$\rho_{lb}(V_f - u_{lb}) = \rho_{vb}(V_f - u_{vb}) = \xi_{lv}; \quad (1)$$

$$\xi_{lv}(u_{vb} - u_{lb}) + p_{lb} - p_{vb} = 0; \quad (2)$$

$$\xi_{lv}(i_{vb} - i_{lb}) + \frac{\xi_{lv}}{2}(u_{vb}^2 - u_{lb}^2) + q_{vb} - q_{lb} = 0. \quad (3)$$

Здесь V_f — скорость распространения фронта испарения; ξ_{lv} — поток массы на межфазной границе; i — энтальпии жидкости и пара, индексы v и l соответствуют параметрам пара и жидкости, индекс b

соответствует параметрам на межфазной поверхности. Поток массы при неравновесном испарении зависит от температуры границы и давления в паре. Используя данные численных расчетов кинетического уравнения Больцмана-Крука-Веландера [5], поток пара при неравновесном испарении можно представить в виде:

$$\xi_{l,v} = \frac{p_{v,b}/p_{S,b}}{\sqrt{T_{v,b}/T_{S,b}}} M_\infty \left(\frac{p_{v,b}}{p_{S,b}} \right) \sqrt{\frac{k}{R_v}} \frac{p_{S,b}}{\sqrt{T_{S,b}}} \quad (4)$$

Здесь k — показатель политропы пара; R_v — газовая постоянная. Зависимость числа Маха M_∞ от отношения давлений в паре и давления насыщенных паров при температуре границы была определена на основе данных численных расчетов [5]. При интенсивном испарении жидкости в рабочем участке отношение полного давления к статическому давлению в потоке определяется соотношением [6] $p_0/p_{v,b} = (1 + M_\infty^2(k-1)/2)^{k/(k-1)}$. При перегревах, реализованных в данной работе, всегда реализовался предельный режим истечения пара на межфазной границе со звуковой скоростью.

Используя уравнения (1), (2) и (4), можно определить поток пара и, следовательно, скорость движения фронта испарения для фиксированной температуры жидкости на межфазной поверхности в зависимости от отношения давлений $p_{v,b}/p_{S,b}$. Пример расчета зависимости скорости фронта испарения от температуры жидкости показан на рис. 5. Несоответствие расчетной зависимости скорости движения фронта от температуры жидкости и экспериментальных данных рис. 3 обусловлено тем, что температура межфазной поверхности вследствие интенсивного испарения жидкости существенно ниже температуры жидкости и далеко от фронта.

Для определения температуры межфазной поверхности необходимо использовать уравнение энергии (3). Поток тепла к межфазной поверхности со стороны пара в (3) существенно меньше, чем со стороны жидкости и им можно пренебречь. Поток тепла со стороны жидкости определяется коэффициентом теплоотдачи на межфазной поверхности как

$$q_{lb} = \xi_{lv} i_{lv} = \alpha_{l,b}(T_{l0} - T_{lb}). \quad (5)$$

Соотношение (5) и система (1)—(4) позволяют определить $\alpha_{l,b}$ по измеренной скорости распространения фронта испарения.

Зависимость коэффициента теплоотдачи со стороны жидкости от скорости распространения фронта испарения приведена на рис. 6. Толщину теплового пограничного слоя в жидкости можно оценить как $\delta = \lambda/\alpha$. Полученные значения толщины теплового пограничного слоя $\delta \sim 0.1$ мкм, а также линейная зависимость коэффициента теплоотдачи от скорости распространения фронта испарения, указывают на то, что в рассматриваемом процессе коэффициент теплоотдачи определяется конвективным течением в окрестности ячеистых структур на фронте

испарения. Наблюдаемая в опытах ячеистая структура фронта испарения подобна ячеистой структуре фронта пламени и возникает из-за тепловой неустойчивости межфазной поверхности (неустойчивость Ландау).

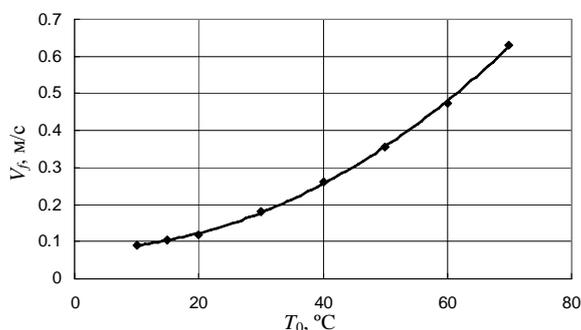


Рис. 5. Скорость фронта испарения в зависимости от температуры жидкости по модели неравновесного испарения [5]

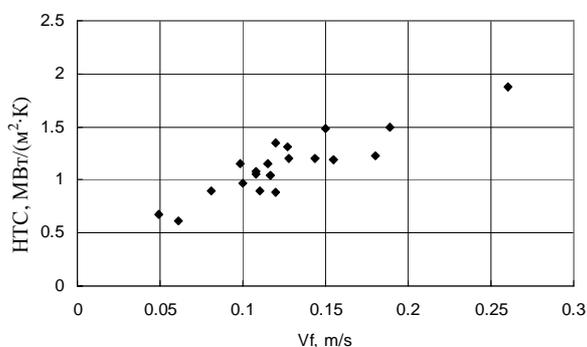


Рис. 6. Зависимость коэффициента теплоотдачи на межфазной поверхности от скорости движения фронта испарения

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распространение волны испарения в метастабильной жидкости исследовано экспериментально при разрыве диафрагмы, разделяющей сосуд с пониженным давлением и прозрачный рабочий участок. Проведенная визуализация структуры фронта испарения показала, что испарение жидкости в волне испарения происходит существенно неравновесно и скорость распространения волны определяется не начальным перегревом, а начальной температурой жидкости, что связано с критическим режимом истечения пара. Показано, что распад метастабильной жидкости происходит в виде волны поверхностного испарения с ячеистой структурой фронта. Определены характерные размеры ячеистой структуры фронта испарения в зависимости от начальной температуры жидкости. Впервые показано, что движение фронта испарения имеет пульсирующий

характер. На основе модели неравновесного испарения, определена температура жидкости на границе жидкость-пар и впервые получены коэффициенты теплоотдачи на межфазной поверхности при распаде метастабильной жидкости. Полученные значения коэффициентов теплоотдачи могут быть использованы для замыкания уравнений сохранения (1)–(3) и использованы совместно с (4) для расчета параметров волны испарения в перегретой жидкости.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

M — число Маха;
 p — давление, Н/м²;
 V — скорость, м/с;
 k — показатель адиабаты фреона R11 [7];
 j — плотность массового потока, кг/м² с;
 ρ — плотность, кг/м³.
 λ — теплопроводность фреона R11, Вт/(м·К), [7].

Индексы:

L — жидкая фаза;
 o — начальное состояние;
 v — паровая фаза;
 S — насыщенное состояние;
 R — резервуар низкого давления;
 f — фронт испарения;
 l — жидкость на фронте испарения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Grolmes M.A., Fauske K.K.** Axial Propagation of Free Surface Boiling into Supheated Liquids in Vertical Tubes // Proc. of the 5th Intern. Heat Transfer Conf., Tokio, Japan. 1974. Paper B1.7. Vol. 4. P. 30—34.
2. **Hahne E., Barthau G.** Evaporation Waves in Flashing Processes // Int. J. of Multiphase Flow, 26 (2000). P. 531—547.
3. **Hill L.G., Sturtevant B.** An Experimental Study of Evorotation Waves in a Superheated Liquid, in G.E.A. Meier and P.A.Thomson (ed), Adiabatic Waves in Liquid-Vapor System. Berlin, Germany. 1990. P. 25—37.
4. **Reinke P., Yadigaroglu G.** Surface boiling of superheated liquid. // Two-Phase flow modeling and Experimentation, 1995.
5. **Sone Y., Sugimoto H.** Strong Evaporation from a Plane Condensed Phase // Phys. Of Fluids A3 (9), Sept. 1991. P. 2260—2275.
6. **Абрамович Г.Н.** Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969.
7. **Plutzer B., Polt A., Maurer G.** Thermophysical Properties of Refrigerants // Springer-Verlag. Berlin, Germany, 1990.
8. **Labuntsov D.A., Kryukov A.P.** Analysis of intensive evaporation and condensation // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1989. Vol. 1.22. P. 989—1002.