

УДК 536.423

## МОДЕЛЬ СТАЦИОНАРНОГО ДВИЖЕНИЯ МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В СЛОЕ СИЛЬНОПЕРЕГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

С. П. Актершев, В. В. Овчинников

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск  
E-mail: als@itp.nsc.ru

Рассматривается стационарное распространение границы паровой каверны в слое метастабильной жидкости вдоль поверхности нагревателя. Температура и скорость распространения межфазной поверхности определяются из уравнений баланса массы, импульса, энергии в окрестности лобовой точки паровой каверны и условия устойчивости стационарного движения межфазной поверхности. Показано, что решение этих уравнений существует только в том случае, если перегрев больше порогового значения. Расчетная скорость движения межфазной границы, а также пороговое значение температуры удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными для различных жидкостей в широких диапазонах давления насыщения и температуры перегретой жидкости.

**Ключевые слова:** метастабильная жидкость, межфазная граница, скорость распространения, температура перегрева.

**Введение.** Задача о росте паровой фазы в перегретой жидкости важна для понимания фундаментальных закономерностей процесса кипения. В общей постановке эта задача чрезвычайно сложна, так как рост паровой фазы зависит от многих взаимосвязанных факторов: интенсивности теплопереноса, кинетики испарения, динамики жидкости и т. п. В экспериментах [1–4] наблюдалось вырождение режима пузырькового кипения, когда первое же возникновение паровой фазы приводило к формированию устойчивой паровой пленки, минуя режим пузырькового кипения (третий кризис теплоотдачи). В [4] показано, что для третьего кризиса существует нижняя граница перегревов перед вскипанием, причем значения тепловых потоков меньше значений первого критического потока. В этом случае в зоне контакта поверхности парового пузыря и нагревателя развивается неустойчивость и формируются конусообразные паровые каверны, распространяющиеся вдоль нагревателя (рис. 1).

В работах [5, 6] показано, что лобовая точка конусообразной паровой каверны (фронт испарения) движется с постоянной скоростью. Скорость фронта испарения существенно зависит от перегрева жидкости и может достигать десятков метров в секунду. Данные о скорости фронта испарения для различных органических жидкостей, воды и жидкого азота получены в [5–11]. Опыты проводились при давлении как ниже, так и выше атмосферного, с использованием цилиндрического и плоского нагревателей в условиях квазистационарного тепловыделения и при ступенчатом набросе мощности. Следует отметить, что характер движения фронта испарения существенно отличается от характера

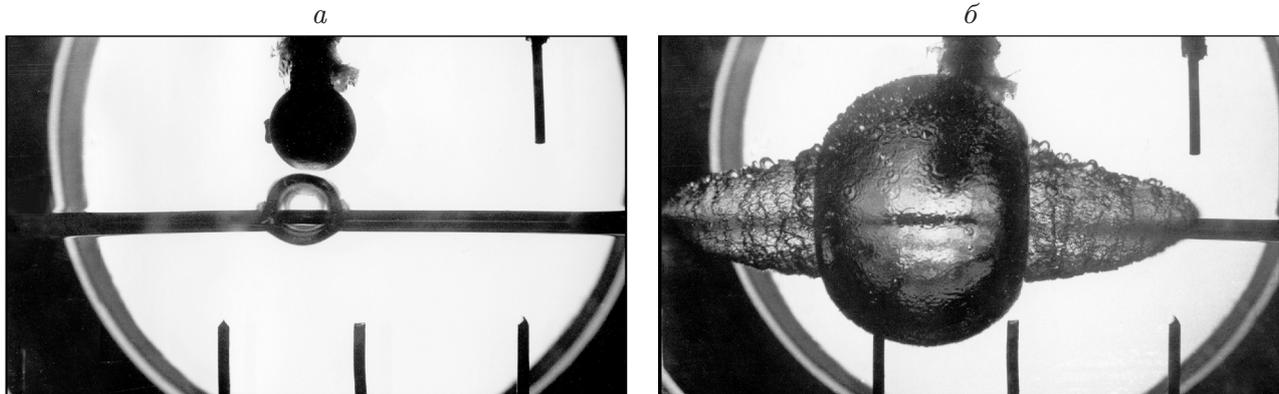


Рис. 1. Сформировавшиеся фронты испарения при росте парового пузырька в бензоле на цилиндрическом нагревателе через 0,4 мс (а) и 4,8 мс (б) с момента вскипания ( $\Delta T = 86$  К,  $T_s = 292$  К)

движения волны вскипания, когда зона вскипания, состоящая из изолированных растущих паровых пузырьков, распространяется вдоль обогреваемой поверхности примерно с постоянной скоростью [6, 8]. В отличие от волны вскипания фронт испарения представляет собой движущуюся межфазную границу. При перегревах вблизи пороговых значений наблюдаются как фронт испарения, так и фронт вскипания; возможен также переход от фронта вскипания к фронту испарения [8].

Фронт испарения обладает рядом особенностей и представляет интерес при изучении динамики жидкости со свободной поверхностью при наличии фазового превращения. Несмотря на то что имеется большое количество экспериментальных данных, механизм формирования фронта испарения изучен недостаточно, а гидродинамика такого течения представляется весьма схематично. Расчетные модели [12, 13] предсказывают значение скорости распространения фронта испарения. В рамках модели [12] можно рассчитать также пороговое значение перегрева с использованием условия равенства нулю скорости фронта испарения. Тем не менее остается неясным, какие безразмерные критерии оказывают существенное влияние на пороговую величину перегрева и скорость межфазной поверхности. Целью настоящего исследования является разработка упрощенной математической модели движения межфазной поверхности в слое метастабильной жидкости.

**Математическая модель.** Рассмотрим стационарное течение метастабильной жидкости вблизи лобовой точки паровой каверны в системе отсчета, связанной с фронтом испарения, который движется с постоянной скоростью  $V_f$ . Вблизи поверхности нагревателя жидкость имеет температуру  $T_w$  и перегрета относительно температуры насыщения  $T_s$ . Примем следующие упрощающие предположения: 1) жидкость является идеальной, пар — насыщенным; плотность пара значительно меньше плотности жидкости; течение жидкости является плоским; течение пара в каверне не учитывается; 2) испарение является равновесным, на межфазной поверхности температуры жидкости и пара совпадают; тепловой поток из жидкости к межфазной границе расходуется только на испарение; 3) скорость жидкости на межфазной поверхности значительно меньше скорости фронта. Предположение 3 означает, что при расчете температуры в окрестности лобовой точки каверны поле скоростей жидкости такое же, как при обтекании непроницаемой межфазной поверхности.

С учетом сделанных предположений законы сохранения массы и импульса запишем в виде условий [14] на межфазной поверхности:

$$\rho_l u_l = \rho_v u_v = j; \quad (1)$$

$$p_l = p_v + j^2 / \rho_v - \sigma / R. \quad (2)$$

Здесь  $u_l, u_v$  — нормальные компоненты скорости;  $p_l, p_v$  — давление в жидкой и паровой фазах соответственно;  $R$  — радиус кривизны межфазной поверхности;  $j = (\lambda_l/L) \partial T_l / \partial r$  — плотность потока массы;  $L$  — теплота испарения.

Для жидкости запишем уравнение Бернулли вдоль линии тока, приходящей из “бесконечности” в лобовую точку паровой каверны:

$$p_l = p_s + \rho_l V_f^2 / 2.$$

Здесь  $p_s$  — давление в системе. Подставляя это соотношение в (2), получаем

$$p_v - p_s = \rho_l V_f^2 / 2 - j^2 / \rho_v + \sigma / R. \quad (3)$$

Соотношение (3) связывает четыре неизвестные величины:  $V_f, j, R$  и температуру межфазной поверхности  $T_v$  (давление  $p_v$  и плотность  $\rho_v$  пара являются функциями  $T_v$ ). Еще одно соотношение между этими неизвестными получим, рассмотрев теплоперенос в жидкости в окрестности лобовой точки фронта.

Поместим начало координат в центр кривизны лобовой части паровой каверны и запишем в полярной системе координат уравнение теплопереноса

$$u_r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{u_\varphi \sin \varphi}{r} \frac{\partial T}{\partial \varphi} = a \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} \right] \quad (4)$$

с граничными условиями

$$T|_{r=R} = T_v, \quad T|_{r \rightarrow \infty} = T_w.$$

Поле скоростей жидкости в окрестности лобовой точки будем считать таким же, как и при потенциальном обтекании цилиндра радиусом  $R$ :

$$u_r = (R^2/r^2 - 1)V_f \cos \varphi, \quad u_\varphi = (R^2/r^2 + 1)V_f \sin \varphi.$$

Рассматривая решения только вблизи лобовой точки, можно положить  $\varphi \ll 1$  и отбросить второе слагаемое в левой части (4). Полагая также

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} \ll \frac{\partial^2 T}{\partial r^2},$$

отбросим последнее слагаемое в правой части (4).

Перейдем к безразмерным переменным  $\eta = r/R, \tilde{T} = (T - T_v)/(T_w - T_v)$ . В результате уравнение (4) и граничные условия принимают вид

$$\text{Pe} \left( \frac{1}{\eta^2} - 1 \right) \eta \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \eta \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \eta} \right), \quad \tilde{T}|_{\eta=1} = 0, \quad \tilde{T}|_{\eta \rightarrow \infty} = 1. \quad (5)$$

Здесь  $\text{Pe} = V_f R / a$  — число Пекле. Интегрируя (5), имеем

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \eta} = \frac{A}{\eta} \exp \left( -\text{Pe} \left( \frac{1}{\eta} + \eta - 2 \right) \right), \quad A = \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1}. \quad (6)$$

Перейдем к переменной  $y = (\eta - 1)\sqrt{\text{Pe}}$  и проинтегрируем (6). Отсюда для константы  $A$  с учетом граничных условий получаем уравнение

$$\frac{A}{\sqrt{\text{Pe}}} \int_0^\infty \frac{\exp(-y^2/(1 + y/\sqrt{\text{Pe}}))}{1 + y/\sqrt{\text{Pe}}} dy = 1. \quad (7)$$

При  $\sqrt{\text{Pe}} \gg 1$  в интеграле (7) можно отбросить слагаемые  $y/\sqrt{\text{Pe}}$ . Отсюда находим  $A = 2\sqrt{\text{Pe}}/\sqrt{\pi}$  и поток массы на межфазной поверхности:

$$j = \frac{\lambda_l(T_w - T_v)}{RL} A = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{c_p(T_w - T_v)}{L} \rho_l \sqrt{\frac{V_f a}{R}}. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (3), получаем соотношение, которое связывает три неизвестные величины ( $V_f$ ,  $R$  и  $T_v$ ):

$$p_v - p_s = \frac{\rho_l V_f^2}{2} - \frac{4}{\pi} \left( \frac{c_p(T_w - T_v)}{L} \right)^2 \frac{\rho_l^2 V_f a}{\rho_v R} + \frac{\sigma}{R}. \quad (9)$$

Введем три безразмерных критерия:

$$X = \frac{4}{\pi} \left( \frac{c_p(T_w - T_v)}{L} \right)^2 \frac{\rho_l a}{\rho_v \sigma} \sqrt{2\rho_l(p_v - p_s)}, \quad Y = \frac{\sigma}{R(p_v - p_s)}, \quad Z = V_f \sqrt{\frac{\rho_l}{2(p_v - p_s)}}.$$

Здесь критерий  $Y$  — безразмерная кривизна межфазной границы; критерий  $X$  — безразмерная температура межфазной поверхности. Разделив обе части уравнения (9) на  $p_v - p_s$ , запишем его в безразмерном виде

$$Z^2 - ZXY + Y = 1. \quad (10)$$

Если рассматривать  $X$  и  $Y$  как независимые переменные, то соотношение (10) определяет безразмерную скорость фронта  $Z = Z(X, Y)$ . Для того чтобы из (10) определить три неизвестные  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ , необходимо использовать дополнительное соотношение на основе каких-либо приемлемых предположений.

На фотографиях, полученных в экспериментах [5, 8], видно, что на межфазной поверхности присутствуют возмущения в виде шероховатости или волн. Будем полагать, что скорость фронта испарения нечувствительна к малым флуктуациям кривизны межфазной границы вблизи лобовой точки каверны. Это означает, что при малых вариациях  $\delta Y$  значение функции  $Z(X, Y)$  не меняется, т. е.

$$\frac{\partial Z}{\partial Y} = 0. \quad (11)$$

Из (10), (11) получаем  $X = 1$  и  $Z = 1$ , т. е.

$$V_f = \sqrt{2(p_v - p_s)/\rho_l}; \quad (12)$$

$$\frac{4}{\pi} \left( \frac{c_p(T_w - T_v)}{L} \right)^2 \frac{\rho_l a}{\rho_v \sigma} \sqrt{2\rho_l(p_v - p_s)} = 1. \quad (13)$$

Если подставить в (13) зависимости  $p_v(T_v)$ ,  $\rho_v(T_v)$ , то из этого уравнения можно найти температуру  $T_v$  межфазной поверхности, а затем из (12) определить скорость  $V_f$ . Можно рассмотреть также другой вариант замыкающего соотношения. Будем считать безразмерную температуру межфазной поверхности  $X$  функцией независимых переменных  $Y$ ,  $Z$  и полагать, что при малых вариациях  $\delta Y$   $\partial X/\partial Y = 0$ . Отсюда с учетом (10) также следует, что  $Z = 1$  и  $X = 1$ , т. е. вновь получаем (12), (13). Заметим, что при этом значение критерия  $Y$  остается неопределенным. Соотношения (12), (13) означают, что при любой кривизне межфазной поверхности перепад давления, обусловленный капиллярными силами, компенсируется действием реактивной силы испаряющейся жидкости. При этом температура межфазной границы и скорость ее движения оказываются не зависящими от кривизны.

**Расчет скорости движения межфазной поверхности.** Считая пар идеальным газом с уравнением состояния  $p_v = \rho_v R_g T_v$ , зависимость давления насыщенного пара от температуры представим в виде

$$p_v = p_s \exp \left( \frac{L}{R_v T_s} \left( 1 - \frac{T_s}{T_v} \right) \right). \quad (14)$$

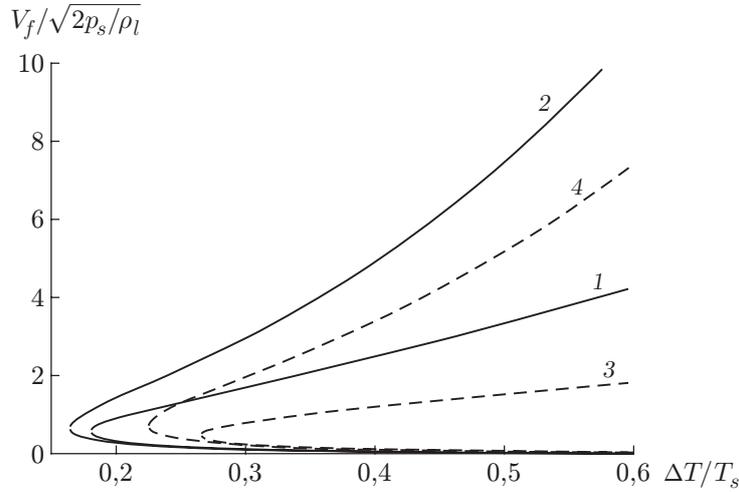


Рис. 2. Зависимость скорости фронта испарения от перегрева при  $\beta = 10$  (1, 3) и  $\beta = 20$  (2, 4):  
1, 2 —  $S = 0,01$ ; 3, 4 —  $S = 0,02$

Введем безразмерную температуру межфазной поверхности  $\chi = (T_v - T_s)/\Delta T$ , где  $\Delta T = T_w - T_s$  — величина перегрева. Подставив (14) в (13), запишем уравнение (13) в виде

$$F(\chi) = C. \quad (15)$$

Здесь

$$F(\chi) = (1 - \chi)^2 \frac{1 + \alpha\chi}{\tilde{p}(\chi)} \sqrt{\tilde{p}(\chi) - 1}, \quad C = \frac{S}{\alpha^2}, \quad S = \frac{\pi}{4} \left( \frac{L}{c_p T_s} \right)^2 \frac{\rho_{vs}}{\rho_l} \frac{\sigma}{a\sqrt{2\rho_l p_s}}, \quad \alpha = \frac{\Delta T}{T_s},$$

$\tilde{p}(\chi) = \exp(\beta\alpha\chi/(1 + \alpha\chi))$  — безразмерное давление насыщенного пара;  $\beta = L/(R_g T_s)$ . Поскольку на концах интервала  $0 < \chi < 1$  функция  $F(\chi)$  обращается в нуль, внутри интервала она достигает максимального значения  $F_{\max}$ . При  $F_{\max} < C$  уравнение (15) не имеет решения, а при  $F_{\max} > C$  имеет два корня  $\chi_1$  и  $\chi_2$ , которые зависят от безразмерных параметров  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $S$ . Так как  $C \sim 1/\Delta T^2$ , уравнение (15) имеет решения только в том случае, когда величина перегрева  $\Delta T$  превышает некоторое пороговое значение  $\Delta T_m$ . С ростом  $\Delta T$  меньший корень  $\chi_1$  уменьшается, а больший корень  $\chi_2$  увеличивается (для пороговой величины перегрева  $\chi_1 = \chi_2$ ). Следовательно, из (12) получаем две ветви зависимости скорости межфазной границы от перегрева:  $V_1(\alpha)$  и  $V_2(\alpha)$ . С ростом  $\Delta T$  функция  $V_2(\alpha)$  возрастает, а  $V_1(\alpha)$  убывает (для порогового перегрева  $V_1 = V_2 = V_m$ ).

Уравнение (15) решалось численным методом. На рис. 2 приведены расчетные зависимости безразмерной скорости фронта испарения  $V_f/\sqrt{2p_s/\rho_l}$  от относительного перегрева  $\alpha = \Delta T/T_s$  при различных значениях параметров  $\beta$ ,  $S$ . Пороговое значение  $\alpha_m$  (при  $\alpha > \alpha_m$  решение уравнения (15) существует) зависит от значения параметра  $S$  и увеличивается с его ростом. Значение параметра  $\beta$  влияет на пороговое значение  $\alpha_m$  существенно меньше. При  $\beta \leq 10$  и  $\alpha \gg \alpha_m$  зависимость  $V_2(\alpha)$  близка к линейной. При этом угол наклона кривой  $V_2(\alpha)$  определяется значением  $\beta$ , а влияние параметра  $S$  незначительно.

Результаты проведенного выше анализа решения уравнения (15) справедливы и в том случае, если зависимости  $p_v(T_v)$  и  $\rho_v(T_v)$  использовать для реального газа, а также учесть зависимость поверхностного натяжения от температуры. Действительно, соотношение (13) в безразмерных переменных можно записать в виде уравнения (15), где

$$F(\chi) = \frac{(1 - \chi)^2}{\tilde{\rho}_v \tilde{\sigma}} \sqrt{\tilde{p} - 1}, \quad C = \frac{\pi}{4} \left( \frac{L}{c_p \Delta T} \right)^2 \frac{\rho_{vs}}{\rho_l} \frac{\sigma_s}{a\sqrt{2\rho_l p_s}},$$

$\tilde{\rho}_v(\chi) = \rho_v/\rho_{vs}$  и  $\tilde{p}(\chi) = p_v/p_s$  — монотонно растущие функции;  $\tilde{\sigma}(\chi) = \sigma/\sigma_s$  — монотонно убывающая функция. Далее в расчетах теплофизические свойства конкретных веществ [15] в зависимости от давления и температуры аппроксимировались гладкими монотонными функциями.

**Результаты расчетов.** Отличие свойств пара от свойств идеального газа не меняет характера зависимостей  $V_1(\alpha)$  и  $V_2(\alpha)$ , а обуславливает только количественные изменения. Результаты расчетов сравнивались с экспериментальными данными [5, 7] для различных веществ. На рис. 3–5 приведены расчетные зависимости скорости движения межфазной поверхности от температуры жидкости, а также экспериментальные данные для метанола, пропанола, гептана [7] и воды [5]. В экспериментах параметр  $\Delta T/\Delta T_m \leq 1,5$ , при этом скорость фронта испарения превышала расчетные пороговые значения  $V_m$  не более чем в три раза. Для разных жидкостей при различной температуре насыщения результаты измерений согласуются с расчетным значением  $V_2(\alpha)$  и значительно отличаются от значения  $V_1(\alpha)$ . Для каждой жидкости с увеличением температуры насыщения увеличивается пороговое значение температуры  $T_m$ , при превышении которого наблюдается распространение фронта испарения. Расчетная зависимость  $T_m(T_s)$  описывает это явление, но дает несколько завышенные значения  $T_m$  по сравнению с экспериментальными. В экспериментах [7] измерения выполнены вблизи пороговых значений перегрева, когда фронт испарения трудно отличить от фронта вскипания. Учитывая разброс экспериментальных данных, соответствие их результатам расчета можно считать удовлетворительным.

На рис. 6 приведены экспериментальные данные для ацетона, бензола, толуола [5] и этанола [5, 7] в достаточно широком диапазоне значений перегрева. Результаты представлены в безразмерных переменных, в качестве масштабов температуры и скорости использованы расчетные пороговые значения  $\Delta T_m$  и  $V_m$ . В этих опытах скорость фронта

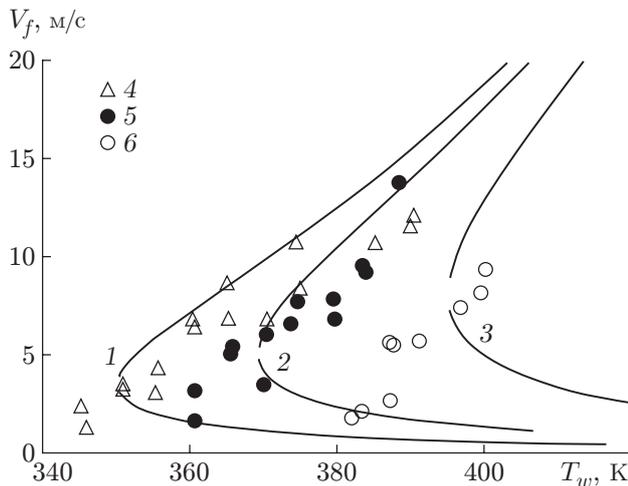


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость  $V_f(T_w)$  для метанола при различных значениях  $T_s$ :

1–3 — результаты расчета в данной работе (1 —  $T_s = 290$  К; 2 —  $T_s = 302$  К; 3 —  $T_s = 321$  К); 4–6 — экспериментальные данные [7] (4 —  $T_s = 289,3$  К; 5 —  $T_s = 302,1$  К; 6 —  $T_s = 321,3$  К)

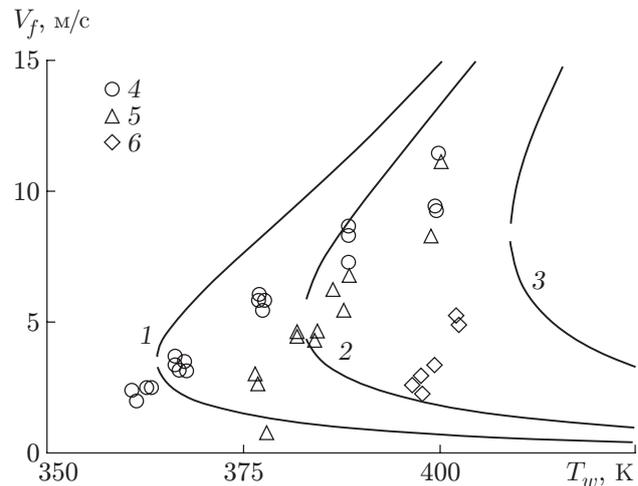


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость  $V_f(T_w)$  для пропанола при различных значениях  $T_s$ :

1–3 — результаты расчета в данной работе (1 —  $T_s = 307$  К; 2 —  $T_s = 320$  К; 3 —  $T_s = 340$  К); 4–6 — экспериментальные данные [7] (4 —  $T_s = 307$  К; 5 —  $T_s = 319,9$  К; 6 —  $T_s = 339,1$  К)

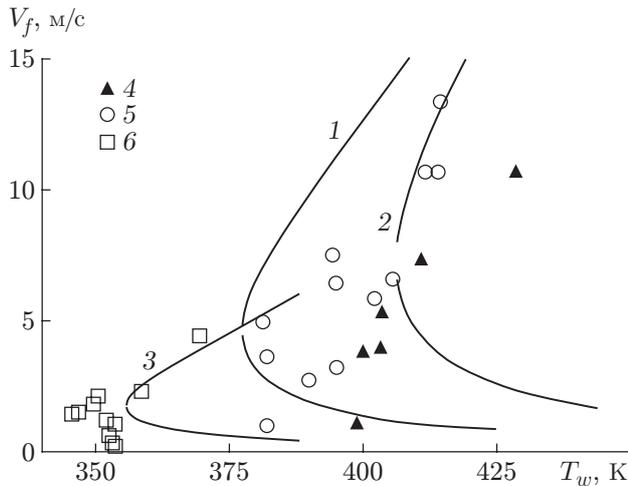


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость  $V_f(T_w)$  для гептана (1, 2, 4, 5) и воды (3, 6) при различных значениях  $T_s$ :

1–3 — результаты расчета в данной работе (1 —  $T_s = 325$  К; 2 —  $T_s = 350$  К; 3 —  $T_s = 300$  К); 4–6 — экспериментальные данные (4 —  $T_s = 349,8$  К [7]; 5 —  $T_s = 325,2$  К [7]; 6 —  $T_s = 294,2 \div 304,6$  К [5])

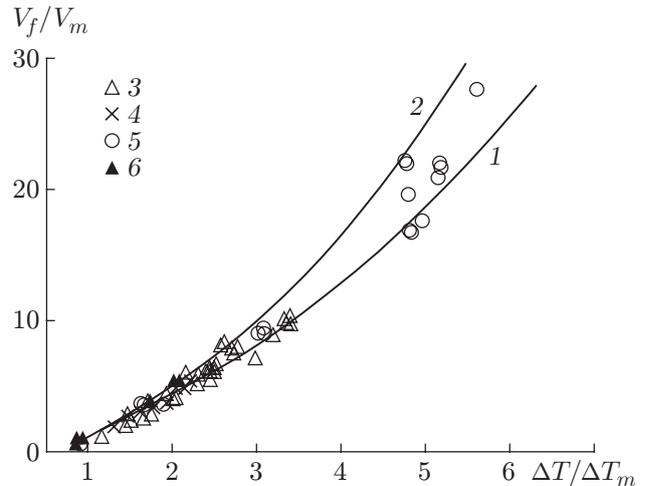


Рис. 6

Рис. 6. Зависимость скорости фронта испарения от перегрева:

1, 2 — результаты расчета (1 —  $\beta = 12$ ,  $S = 0,01$ ; 2 —  $\beta = 12,7$ ,  $S = 0,02$ ); 3–6 — экспериментальные данные (3 — бензол; 4 — ацетон; 5 — толуол; 6 — этанол)

#### Режимные параметры экспериментов

Вещество	$d$ , м	$T_s$ , К	$\Delta T$ , К	Источник
Ацетон	$2,5 \cdot 10^{-3}$	297 $\div$ 321	94 $\div$ 146	[5]
Бензол	$2,5 \cdot 10^{-3}$	288 $\div$ 318	73 $\div$ 174	[5]
	$1,0 \cdot 10^{-4}$	288 $\div$ 289	187 $\div$ 213	[5]
Толуол	$1,0 \cdot 10^{-4}$	290 $\div$ 374	50 $\div$ 236	[5]
Этанол	$2,5 \cdot 10^{-3}$	295 $\div$ 351	72 $\div$ 129	[5]
	$1,8 \cdot 10^{-2}$	302	51 $\div$ 81	[7]

превышала значения  $V_m$  в десятки раз. Параметры режимов в экспериментах приведены в таблице ( $d$  — диаметр нагревателя). Из рис. 6 следует, что для этих веществ экспериментальные точки сгруппированы вблизи одной линии. Этот факт имеет простое объяснение. Все четыре исследованных вещества имеют близкие теплофизические свойства, и во всех опытах изменение температуры насыщения было небольшим. При этом значение параметра  $\beta = L/(R_g T)_s$ , от которого зависит угол наклона кривой, для данных веществ было примерно одинаковым. На рис. 6 приведены также две расчетные кривые, полученные при  $\beta = 12$ ,  $S = 0,01$  и  $\beta = 12,7$ ,  $S = 0,02$ . В диапазоне  $\Delta T/\Delta T_m \leq 3$  эти кривые расположены близко друг к другу и большинство экспериментальных точек лежат между ними.

При расчете температуры жидкости в окрестности лобовой точки каверны предполагалось, что  $Re \gg 1$ , а межфазная поверхность считалась непроницаемой. С использованием уравнения (8) можно оценить отношение скоростей жидкости на межфазной границе и на

“бесконечности”:

$$\frac{u_l}{V_f} = \frac{j}{\rho_l V_f} \approx \frac{c_p \Delta T}{L} \frac{1}{\sqrt{\text{Pe}}}.$$

В экспериментах [5, 7] для значений перегрева выполнялось неравенство  $c_p \Delta T / L \leq 0,5$ . Если предположить, что радиус кривизны в лобовой точке паровой каверны составляет не менее  $10^{-6}$  м, то для значений  $V_f \approx 10$  м/с, полученных в эксперименте, имеем  $\text{Pe} \geq 100$ , при этом  $u_l / V_f \leq 0,05$ . Таким образом, сделанные предположения приемлемы для условий экспериментов. Следует отметить, что экспериментальные данные [5, 7] получены для нагревателей различного диаметра и различных материалов стенки как при стационарном нагреве, так и при ступенчатом набросе мощности. Толщина перегретого слоя жидкости для различных нагревателей также существенно различалась. Тем не менее экспериментальные данные для различных веществ в широком диапазоне значений перегрева и скорости межфазной поверхности удовлетворительно согласуются с расчетными, что свидетельствует об адекватности данной модели.

**Заключение.** Разработана модель стационарного распространения межфазной поверхности в метастабильной жидкости в предположении, что скорость распространения не зависит от кривизны поверхности в лобовой точке паровой каверны. Температура межфазной поверхности и скорость ее распространения определяются только свойствами перегретой жидкости и насыщенного пара. Показано, что решение существует только в том случае, если температура метастабильной жидкости больше некоторого порогового значения. Зависимость  $V_2(\alpha)$  скорости межфазной границы от перегрева также имеет пороговый характер.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Van Stralen S. J. D.** Heat transfer to boiling binary liquid mixtures at atmospheric and sub-atmospheric pressures // Chem. Engng Sci. 1956. V. 5. P. 290–296.
2. **Lienhard J. H., Schrock V. E.** The effect of pressure, geometry and the equation of state upon the peak and minimum boiling heat flux // Trans. ASME. Ser. C. Heat Transfer. 1963. V. 85, N 3. P. 261–272.
3. **Мамонтова Н. Н.** Кипение некоторых жидкостей при пониженных давлениях // ПМТФ. 1966. № 3. С. 140–144.
4. **Авксентюк Б. П., Бобрович Г. И., Кутателадзе С. С., Москвичева В. Н.** О вырождении режима пузырькового кипения в условиях свободной конвекции // ПМТФ. 1972. № 1. С. 69–73.
5. **Авксентюк Б. П., Овчинников В. В., Плотников В. Я.** Самоподдерживающийся фронт вскипания и третий кризис кипения // Нестационарные процессы в двухфазных потоках: Сб. науч. тр. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1989. С. 52–68.
6. **Zhukov S. A., Barelko V. V.** Dynamic and structural aspects of the processes of single-phase convective heat transfer, metastable regime decay and bubble boiling formation // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1992. V. 35, N 4. P. 759–775.
7. **Fausser J., Mitrovic J.** Some features of boiling fronts on heated surfaces // Heat Transfer 1998: Proc. of the 11th Intern. heat transfer conf., Kyongju (Korea), 23–28 Aug. 1998. Philadelphia: Taylor & Francis Inc., 1998. V. 2. P. 377–382.
8. **Авксентюк Б. П., Овчинников В. В.** Исследование динамики парообразования при давлении больше атмосферного // ПМТФ. 1996. Т. 37, № 6. С. 91–98.

9. **Okuyama K., Iida Y.** Transient boiling heat transfer characteristics of nitrogen (bubble behavior and heat transfer rate at stepwise heat generation) // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1990. V. 33, N 10. P. 2065–2071.
10. **Okuyama K., Kozawa Y., Inoue A., et al.** Transient boiling heat transfer characteristics of R113 at large stepwise heat generation // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1988. V. 31, N 10. P. 2161–2174.
11. **Pavlenko A. N., Chekhovich V. Yu.** Heat transfer crisis at transient heat release // Russ. J. Engng Thermophys. 1991. V. 1, N 1. P. 73–92.
12. **Avksentyuk V. P.** Nonequilibrium model of an evaporation front // Russ. J. Engng Thermophys. 1995. V. 5, N 1. P. 1–9.
13. **Павленко А. Н., Лель В. В.** Приближенная расчетная модель самоподдерживающегося фронта испарения // Теплофизика и аэромеханика. 1999. Т. 6, № 1. С. 111–124.
14. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Т. 1.
15. **Heat exchanger design handbook. V. 5: Physical properties.** N. Y.: Hemisphere Publ. Co., 1983.

*Поступила в редакцию 4/V 2007 г.*

---