

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПАРООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ДАВЛЕНИИ БОЛЬШЕ АТМОСФЕРНОГО

УДК 536.248

Б. П. Авксентюк, В. В. Овчинников

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

1. Введение. Несмотря на большое количество исследований по физике кипения, остается проблематичным расчет динамики переходных процессов (паровые взрывы, взрывное вскипание, кризисы теплообмена, переходный режим кипения, flashing). Трудности связаны не только с описанием их системой уравнений гидродинамики и теплопереноса и нахождением их решений, но и с неполным пониманием физических аспектов, от которых зависят эти процессы, что в значительной степени обусловлено отсутствием экспериментальных исследований, имеющих фундаментальный характер, которые бы явились основой для создания адекватных теоретических моделей. Переходные процессы в кипящих системах реализуются, как правило, при высоких уровнях метастабильности жидкости. Для понимания этих сложных процессов необходимо изучение динамики парообразования при высоких перегревах жидкости.

В работе [1] впервые было показано, что при высоких перегревах поверхности нагрева относительно температуры насыщения распад метастабильной пристенной жидкости происходит в виде фронтов испарения, распространяющихся вдоль нагревателя с высокой постоянной во времени скоростью. Фронты испарения возникают на поверхности парового пузыря в результате потери устойчивости межфазной поверхности [2]. Термин фронт испарения означает лобовую часть поверхности парового образования, растущего вдоль нагревателя. Экспериментально было исследовано влияние режимных параметров (перегрева, давления, недогрева) на скорость фронта испарения в воде и органических жидкостях [3–6] при субатмосферных давлениях. При низких давлениях имеет место критический режим оттока пара с фронта испарения. Для этих условий была создана модель для описания фронта испарения, основанная на упрощенной теории испарения с использованием для потока массы пара формулы Герца — Кнудсена.

При атмосферном давлении эксперименты проведены нами и авторами работы [7] только при высоких недогревах жидкости до температуры насыщения. Недогрев оказывает существенное влияние на размеры парового образования. Поэтому трудно в этих условиях проследить влияние изменения режима оттока пара на скорость фронта испарения. В [8, 9], где исследовались кризисы теплоотдачи в хладоне 113 при ступенчатом тепловыделении, приведены данные по скорости фронта испарения при давлениях выше атмосферного. К сожалению, там не сказано, при каких перегревах они получены.

Ниже представлены результаты изучения динамики межфазных поверхностей во время взрывного вскипания при давлении выше атмосферного, когда имел место докритический режим оттока пара с фронта испарения, а также физическая модель фронта испарения, основанная на неравновесной теории испарения. Эта теория позволяет рассчитывать реальные параметры пара вблизи поверхности испарения.

2. Экспериментальная установка и методика измерений. Схема экспериментальной установки для исследования кипения показана на рис. 1. Рабочим участком 1 служила трубка из нержавеющей стали наружным диаметром 2,5 мм, толщиной стенки 0,5 мм и длиной 82 мм. Внутри трубки размещалась термопара, ЭДС которой измерялась цифровым вольтметром 7. При определении температуры поверхности нагрева

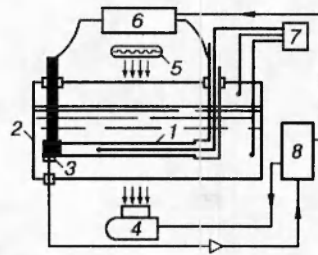


Рис. 1

вводилась поправка, учитывающая температурный перепад в стенке. Рабочий участок в объеме жидкости располагался горизонтально. Обогрев его осуществлялся квазистационарно непосредственным пропусканием переменного тока 50 Гц от источника 6. Рабочий объем 2 содержал около 5 л рабочей жидкости (хладон С318). Для визуальных наблюдений и киносъемки в рабочем объеме имелись окна из термостойкого стекла. Пьезоэлектрический датчик давления 3 крепился к токоподводу рабочего участка. Возникающий в нем при вскипании хладона С318 сигнал подавался через усилитель на схему формирования треугольного импульса 8. Этот импульс использовался для открытия затвора кинокамеры при киносъемках, запуска фотовспышки 5 при фотографировании и для отключения электрообогрева рабочего участка после заданного времени задержки.

Киносъемка проводилась скоростной кинокамерой 4 со скоростью 5500 кадр/с. Время одной киносъемки составляло 13 мс, отключение питания рабочего участка происходило через 30 мс после начала вскипания. При обработке киноплёнок измерялись на каждом кадре поперечный размер первичного пузыря h и продольный размер парового образования от точки появления первичного пузыря до фронта испарения L . Эксперименты проводились при температуре насыщения в условиях естественной конвекции, при этом измерялись плотность теплового потока, температура поверхности рабочего участка перед вскипанием, температура жидкости и пара, давление в рабочем объеме.

3. Результаты экспериментов. Опыты проведены при давлении в рабочем объеме $2,5 \cdot 10^5 \div 2,8 \cdot 10^5$ Па. Перегревы перед вскипанием не превысили 56 К, но даже при столь невысоких перегревах наблюдалось изменение структуры парообразования в хладоне С318. Пороговое значение перегрева составило 40 К. При перегревах ниже порогового значения при вскипании на теплоотдающей поверхности росли и отрывались обычные паровые пузыри. При больших перегревах на поверхности пузыря вблизи нагревателя возникали фронты испарения, которые распространялись вдоль теплоотдающей поверхности.

Фотографии процесса вскипания хладона С318 при перегревах выше порогового значения приведены на рис. 2. Одна фотосъемка проводилась при каждом вскипании. На фотографиях светлый фон — жидкостью, горизонтальная темная полоса — рабочий участок, под рабочим участком масштабные метки. В табл. 1 указаны режимные параметры, при которых получены фотографии: T_s — температура насыщения, соответствующая давлению в рабочем объеме перед вскипанием P_∞ , $\Delta T = T_w - T_s$ — перегрев перед вскипанием (T_w — температура поверхности рабочего участка перед вскипанием), τ — время задержки. За начало отсчета времени брался момент возникновения сигнала в датчике давления, прикрепленного к токоподводу рабочего участка.

На рис. 2,а показана стадия формирования фронтов испарения на поверхности пузыря у его основания. Распространение фронтов испарения можно видеть на рис. 2,б,в. После распространения фронтов испарения на всю теплоотдающую поверхность поперечный размер парового образования продолжал увеличиваться (рис. 2,г). Перед отрывом от нагревателя паровое образование становилось неустойчивым и распадалось на отдельные

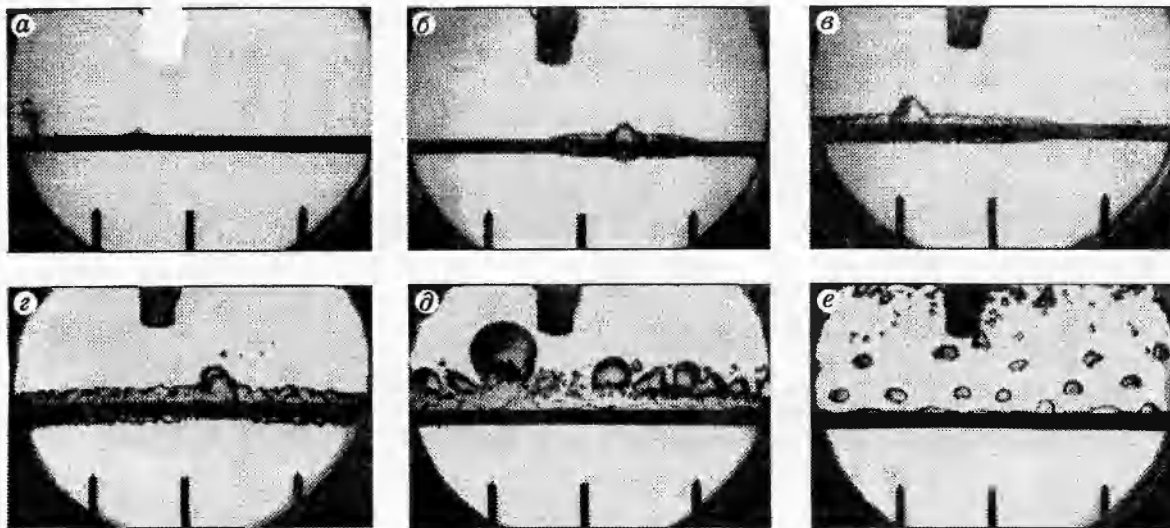


Рис. 2

пузыри (рис. 2, *д*). Остаточный слой жидкости на нагревателе, отделенный от основной массы жидкости паровым образованием, быстро испарялся. Затем происходил рост температуры нагревателя. После отрыва паровых образований на нагревателе устанавливался пленочный режим кипения (рис. 2, *е*).

Скоростные киносъемки процесса вскипания позволили проследить изменение размера парового образования во времени. На рис. 3 приведены характерные кадры с кинограммы процесса вскипания хладона С318 при перегреве 41,9 К и давлении $2,5 \cdot 10^5$ Па. Здесь же указано для каждого кадра время от начала парообразования. Результаты обработки этой киносъемки приведены на рис. 4, где в зависимости от времени τ показаны продольный размер парового образования L , поперечный размер пузыря h и скорости их изменения $v_f = \partial L / \partial \tau$, $v_h = \partial (h/2) / \partial \tau$. Продольный размер парового образования увеличивался линейно во времени. Это означает, что скорость фронта испарения постоянна. Поперечный размер пузыря изменялся во времени по закону $\tau^{0,58}$.

В ряде случаев при перегревах перед вскипанием выше пороговых значений наблюдалось сосуществование двух процессов парообразования — распространение фронтов испарения и фронтов вскипания. Под термином фронт вскипания подразумевается цепной процесс вскипания, когда растущий пузырь инициирует в своей окрестности образование на нагревателе другого пузыря.

На рис. 5 приведены результаты обработки киносъемки процесса вскипания при перегреве 48,6 К и давлении $2,6 \cdot 10^5$ Па. В этом случае через 1 мс после начала вскипания с одной стороны от начального пузыря стал распространяться вдоль нагревателя фронт испарения с постоянной скоростью 3,1 м/с, а с другой стороны происходило последовательное образование пузырей. Через 4,5 мс образование пузырей прекратилось, и вдоль

Таблица 1

Обозначения рис. 2	ΔT	T_s	τ , мс	Обозначения рис. 2	ΔT	T_s	τ , мс
	К				К		
<i>a</i>	57,1	293,9	0,061	<i>г</i>	56,3	294,4	6,835
<i>б</i>	51,9	293,6	2,809	<i>д</i>	55,6	295,0	42,4
<i>в</i>	50,7	294,9	6,629	<i>е</i>	55,7	295,3	142,6

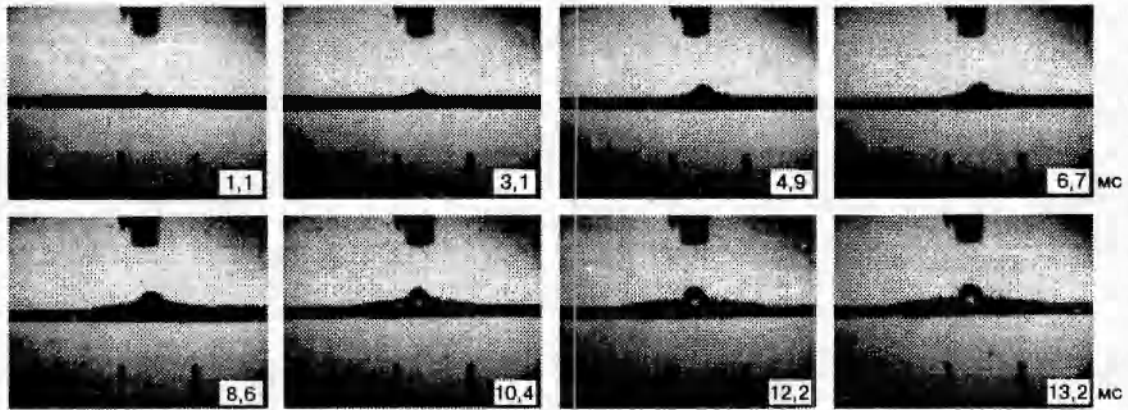


Рис. 3

нагревателя стал распространяться фронт испарения с той же скоростью, что фронт испарения с другой стороны первичного пузыря.

Таким образом, при давлении выше атмосферного, так же как и при субатмосферных давлениях, скорость фронта испарения постоянна. На рис. 6 представлены данные по скорости фронта испарения в зависимости от перегрева перед вскипанием для хладона С318 при давлении в рабочем объеме $2,5 \cdot 10^5 \div 2,8 \cdot 10^5$ Па. С увеличением перегрева скорость фронта испарения увеличивается.

4. Модель фронта испарения. Полное описание роста парового образования неизвестной формы при неоднородном поле температур в пристенном слое, где проявление вязкости жидкости уже существенно, чрезвычайно сложно. При некоторых допущениях для описания скорости распространения фронта испарения достаточно рассмотреть лишь лобовую часть (окрестность критической точки) поверхности парового образования.

Фронт испарения движется в метастабильной жидкости с постоянной во времени скоростью v_f , которая на порядок выше скорости испарения жидкости. Рассмотрим контрольный объем, окружающий фронт испарения в движущейся системе координат, прикрепленной к фронту испарения (рис. 7). В этой системе координат перегретая жидкость подтекает к фронту слева, а пар движется от поверхности испарения вправо.

Скорость, давление и температуру жидкости на бесконечности обозначим через v_f , P_∞ , T_w , а давление и температуру насыщения в паровой области на бесконечности — через P_∞ , T_s . В критической точке на фронте испарения скорость жидкости равна скорости ее испарения v_0 . Здесь давление со стороны жидкости достигает наибольшего значения P_0 . Температуру жидкости на фронте испарения обозначим T_0 . В паровой области на внешней стороне слоя Кнудсена скорость, давление, температуру, плотность пара обозначим через v_1 , P_1 , T_1 , ρ_{v1} , а основные радиусы кривизны межфазной поверхности на фронте

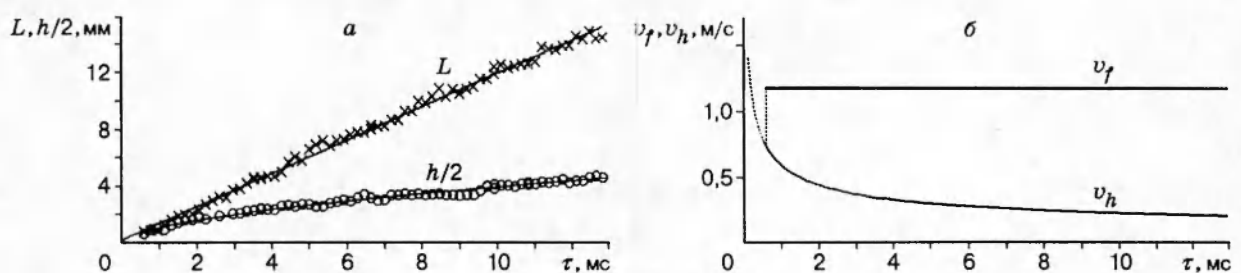


Рис. 4

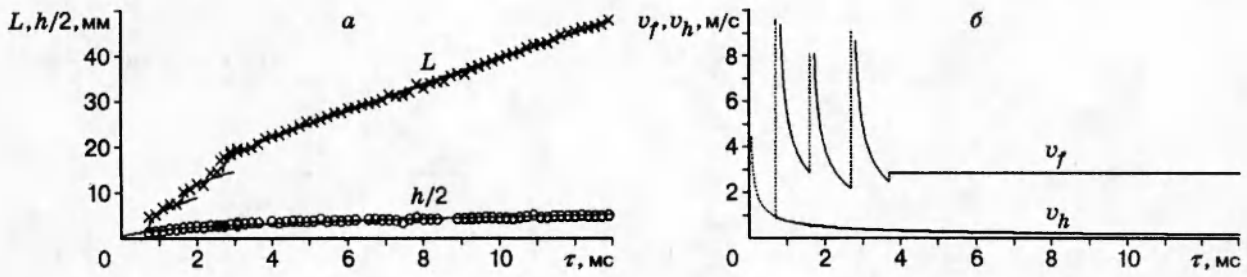


Рис. 5

испарения — через $r_{1,2}$.

Поверхность испарения жидкости есть поверхность разрыва, проходя через которую нормальная компонента скорости, давление, плотность, энтальпия претерпевают разрыв. Для лобовой части межфазной поверхности (фронт испарения) законы сохранения потоков массы, импульса и энергии те же, что и для ударных волн:

$$j = \rho_{l0}v_0 = \rho_{v1}v_1; \tag{4.1}$$

$$P_0 + \rho_{l0}v_0^2 = P_1 + \rho_{v1}v_1^2 - \sigma_0(1/r_1 + 1/r_2); \tag{4.2}$$

$$j(i_1 - i_0) + j(v_1^2 - v_0^2)/2 - \lambda_{l0}\nabla T_0 + \lambda_{v1}\nabla T_1 = 0. \tag{4.3}$$

Здесь j — поток массы вещества; σ — поверхностное натяжение; i — энтальпия; λ — теплопроводность; индексами l, v обозначены свойства жидкости и пара; индексом 0 — значения величин на поверхности разрыва со стороны жидкости; 1 — на поверхности разрыва со стороны пара. Уравнение (4.2) написано с учетом кривизны межфазной поверхности.

В невязком приближении уравнение движения жидкости сводится к уравнению Бернулли, которое для центральной части потока имеет вид

$$P_\infty + \rho_{l0}v_f^2/2 = P_0 + \rho_{l0}v_0^2/2. \tag{4.4}$$

Из уравнений (4.1), (4.2) и (4.4) для скорости фронта испарения получим

$$v_f = \sqrt{2\{j^2[1/\rho_{v1} - 1/(2\rho_{l0})] + P_1 - P_\infty - \sigma_0(1/r_1 + 1/r_2)\}/\rho_{l0}}.$$

Точное определение главных радиусов кривизны фронта испарения представляет собой сложную задачу. Температурное распределение на лобовой части межфазной поверхности неоднородно. Температура поверхности изменяется от максимального значения T_0 в критической точке до T_s . Это обуславливает неоднородное распределение сил, с которыми жидкость и пар воздействуют друг на друга. Поскольку к настоящему времени

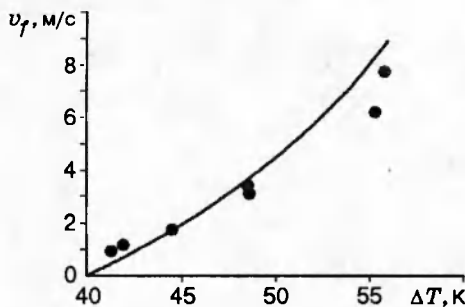


Рис. 6

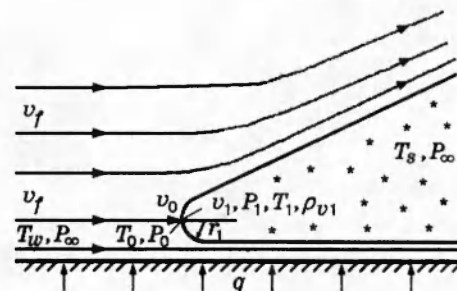


Рис. 7

Таблица 2

T_s	ΔT	T_0	T_1	P_∞	P_1	v_f	S	M	Re
К			кПа		м/с				
293	40,2	293,04	292,7	264,1	265,2	0,07	1,02	0,01	3,5
293	44,0	298,40	291,7	264,1	286,3	1,49	1,13	0,07	3,5
293	48,0	304,90	290,6	264,1	312,8	3,34	1,29	0,15	3,4
293	52,0	312,40	289,4	264,1	345,3	5,69	1,48	0,25	3,2
293	56,0	324,40	288,0	264,1	386,8	8,87	1,74	0,36	3,0

информацией о распределении температур на межфазной поверхности в окрестности критической точки мы не располагаем, то при определении радиуса кривизны фронта испарения было сделано следующее допущение: перепад давления ($P_1 - P_\infty$) компенсируется поверхностным натяжением, а движение фронта испарения обусловлено действием импульса отдачи пара, т. е. силы инерции компенсируются реактивными силами. Тогда, записав выражение для главных радиусов кривизны в виде $r_{1,2} = 2\sigma_0/(P_1 - P_\infty)$, найдем окончательное уравнение для расчета скорости распространения фронта испарения: $v_f = j \sqrt{2[1/\rho_{v1} - 1/(2\rho_{l0})]}/\rho_{l0}$.

В уравнении сохранения потока энергии (4.3) диссипацией энергии, обусловленной вязкостью, пренебрегли. Увеличением кинетической энергии (второй член в левой части уравнения (4.3)) и теплоотводом от поверхности разрыва в паровую область (четвертый член) можно также пренебречь, так как их учет не оказывает заметного влияния на результаты расчетов. Разность энтальпий в уравнении (4.3) равна теплоте парообразования. Определять ее следует с учетом метастабильности жидкости на поверхности разрыва: $i_1 - i_0 = \dot{H}$, $\dot{H} = H_{s1} - (c_{pl0}T_0 - c_{pls1}T_{s1})$. Здесь H_{s1} , c_{pls1} — теплота парообразования и теплоемкость жидкости при температуре насыщения T_{s1} , соответствующей давлению пара P_1 на внешней стороне Кнудсеновского слоя.

Температурный градиент на поверхности разрыва со стороны жидкой фазы определим с учетом испарения в приближении теплопереноса в окрестности передней критической точки при обтекании жидкостью сферы с радиусом, равным главному радиусу кривизны фронта испарения. Уравнение конвективного теплообмена в приближении пограничного слоя имеет вид

$$u\partial T/\partial x + v\partial T/\partial y = a_l\partial^2 T/\partial y^2, \quad y = 0, \quad T = T_0; \quad y \rightarrow \infty, \quad T = T_w. \quad (4.5)$$

В окрестности критической точки поверхность равнодоступна [10] — решение не зависит от x , и, следовательно, первый член в уравнении (4.5) можно не рассматривать. Представив продольную и поперечную компоненты скорости жидкости для этой области в виде $u = Ux/r_1$, $v = -Uy/r_1 - v_0$, подставив их значения в уравнение (4.5) и проинтегрировав его, получим выражение для градиента температуры на поверхности разрыва со стороны жидкости:

$$\nabla T_0 = \sqrt{U/(2a_{l0}r_1)}(T_w - T_0) \exp(-b_1) / \int_{\sqrt{b_1}}^{\infty} \exp(-\eta^2) d\eta.$$

Здесь $b_1 = v_0^2 r_1 / (2a_{l0}U)$; a_{l0} — температуропроводность жидкости. Для хладона С318 в исследованном диапазоне параметров числа Рейнольдса ($Re = 2\nu_f r_1 / \nu_{l0}$) порядка 3 (табл. 2), что соответствует режиму вязкого обтекания. Для этих условий $U = \nu_f \mu_{l0} / [2(\mu_{l0} + \mu_{v0})]$ [10].

Таким образом, уравнение сохранения потока энергии для рассматриваемого процесса принимает вид

$$j\dot{H} = \sqrt{v_f \lambda_{l0} c_{l0} \rho_{l0} \mu_{l0} / [4r_1(\mu_{l0} + \mu_{v0})]} (T_w - T_0) \exp(-b) / \int_{\sqrt{b}}^{\infty} \exp(-\eta^2) d\eta \quad (4.6)$$

$$(b = v_0^2 r_1 (\mu_{l0} + \mu_{v0}) / (v_f a_{l0} \mu_{l0})).$$

Уравнение (4.6) использовалось для определения температуры жидкости на фронте испарения.

Связь между параметрами пара на поверхности фронта испарения и внешней границе слоя Кнудсена аппроксимировалась с помощью соотношений, полученных в [11]:

$$1 - T_1/T_0 = v_1 \sqrt{\pi M / (2RT_0)} / 4, \quad 1 - T_1/T_0 = 0,265 (\rho_{v0s} - \rho_{v1}) / \sqrt{\rho_{v0s} \rho_{v1}} \quad (4.7)$$

(M — молекулярная масса, R — универсальная газовая постоянная, ρ_{v0s} — плотность пара на линии насыщения при температуре T_0). Соотношения (4.7) записаны при допущении $\beta = 1$ (β — коэффициент испарения). В [12] было показано, что на свежей поверхности испарения коэффициент испарения для различных жидкостей близок к единице. Это обусловлено медленным процессом установления равновесных поверхностных свойств. Фронт испарения — свежая поверхность, поскольку фронты возникают лишь при высоких интенсивностях испарения. Для определения давления в паре на внешней стороне кнудсеновского слоя использовалось уравнение состояния, приведенное в [13]. Возможность объемной конденсации пара не рассматривалась.

Скорость пара на внешней стороне кнудсеновского слоя равна местной скорости звука, если давление P_1 существенно превосходит давление окружающей среды P_∞ . При существенном противодействии скорость пара меньше звуковой и связана со скачком давления на фронте ударной волны уравнением [14, 15] $F = (P_1 - P_\infty) \sqrt{2 / \{\rho_{v\infty} [P_1(\gamma_\infty + 1) + P_\infty(\gamma_\infty - 1)]\}}$ (γ — показатель адиабаты). Таким образом, при проведении расчетов недостающая связь между параметрами v_1 , ρ_{v1} и T_1 определялась соотношениями [16] $v_1 = u_1$ при $u_1 \leq F$, $v_1 = F$ при $u_1 > F$, где $u_1 = \sqrt{\gamma_1 RT_1 / M}$ — местная скорость звука.

Расчеты по изложенной выше модели проведены при $T_s = 293$ К. Результаты расчетов представлены в табл. 2 и линией на рис. 6. Все экспериментальные данные (точки) для хладона С318 получены в условиях докритического режима оттока пара от фронта испарения. Значения числа Маха M изменялись от 0,03 до 0,36. В табл. 2 приведены степени пересыщения пара $S = P_1 / P_{s1}$ (P_{s1} — давление насыщенного пара при температуре T_1) на внешней стороне слоя Кнудсена. Расчеты по изложенной выше модели проводились также с использованием неравновесной теории испарения [17]; при этом значения v_f были близкими к приведенным на рис. 6, но пар на внешней стороне слоя Кнудсена оказался перегретым.

Из рис. 6 видно, что модель правильно описывает влияние перегрева на скорость распространения фронта испарения. В ней также содержится информация о пороговом характере возникновения фронтов испарения. Расчетное значение порогового значения перегрева при $T_s = 293$ К составило 40,2 К.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-02-04700).

ЛИТЕРАТУРА

1. 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. 69–72.
2. Shepherd J. E., Sturtevant V. Rapid evaporation at the superheat limit // J. Fluid Mech. 1982. V. 121. P. 379–402.
3. Авксентюк Б. П., Овчинников В. В., Плотников В. Я. Динамика вскипания жидкости в области высоких перегревов // Теплообмен в парогенераторах: Материалы Всесоюз. конф., Новосибирск, 1988. С. 304–308.
4. Avksentyuk B. P., Ovchinnikov V. V., Plotnikov V. Ja. Dynamics effects on interphase surface during the disintegration of superheated nearwall liquid // Proc. Int. Cent. Heat Mass Transfer. 1991. V. 33. P. 533–598.
5. Авксентюк Б. П., Овчинников В. В. О динамике парообразования в воде // Сиб. физ.-техн. журн. 1992. № 1. С. 3–9.
6. Avksentyuk B. P., Ovchinnikov V. V. A study of evaporation structure at high superheatings // Russian J. Eng. Thermophysics. 1993. V. 3, N 1. P. 21–39.
7. Жуков С. А., Барелко В. В. К вопросу об автоволновом механизме явлений распада метастабильных режимов теплопередачи в процессе кипения // Теплофизика высоких температур. 1989. Т. 27, № 5. С. 920–930.
8. Kozawa J., Aoki S. Boiling transition phenomena and heat removal limits at transient high power generation // Research of Effective Use of Thermal Energy. Japan, 1985. Spey 14. P. 105–112.
9. Okuyama K., Kozawa Y., Inoue A., Aoki S. Transient boiling heat transfer characteristics of R113 at large stepwise power generation // Int. J. Heat Mass Transfer. 1988. V. 31, N 10. P. 2161–2174.
10. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959.
11. Labuntsov D. A., Kryukov A. P. Analysis of intensive evaporation and condensation // Int. J. Heat Mass Transfer. 1979. V. 22, N 2. P. 989–1002.
12. Кочурова Н. Н. Кинетика конденсации — испарения // Тепло- и массообмен. ММФ-92. Минск: АНК «ИТМО им. А. В. Лыкова АНБ», 1992. Т. 4, ч. 2. С. 101–104.
13. Platzer B., Plot A., Maurer G. Thermophysical Properties of Refrigerants. Berlin: Springer-Verlag, 1990.
14. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехтеоретиздат, 1954.
15. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Газодинамическая теория воздействия излучения лазера на конденсированные вещества // Тр. ФИАН. 1970. Т. 52. С. 118–170.
16. Корнеев В. В. О возможности определения коэффициента конденсации воды из экспериментов по лазерному испарению // Теплофизика высоких температур. 1990. Т. 28, № 3. С. 536–539.
17. Cercignani C. Strong evaporation of polyatomic gas // Rarefied Gas Dynamics / Ed. S. S. Fisher. N. Y., 1981. (Paper / AIAA; pt 1. P. 305–320).

*Поступила в редакцию 29/V 1995 г.,
в окончательном варианте — 28/VIII 1995 г.*