

СКОРОСТЬ РОСТА ПАРОВЫХ ПУЗЫРЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ НАГРЕВА ПРИ КИПЕНИИ

© В.И. Жуков

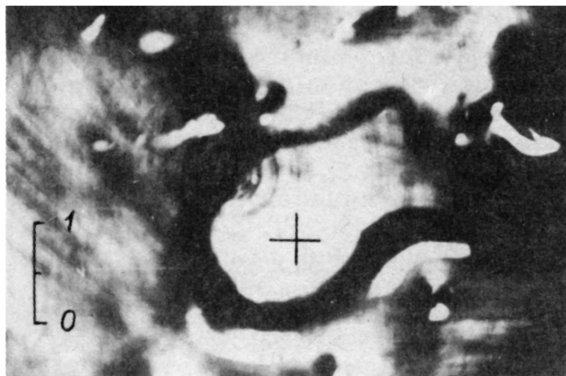
При изучении механизма кипения жидкости скорость роста парового пузыря является одной из важнейших характеристик процесса. В теоретическом рассмотрении вопроса обычно ищут решения уравнения для роста пузыря в виде $R = At^n$, где R — радиус пузыря, A — постоянная, n изменяется в пределах от 0.5 до 1. Обзор теоретических работ изложен в монографиях [1,2]. Там же приводятся экспериментальные данные, где показатель степени $n < 0.5$. Различие экспериментальных и теоретических результатов можно объяснить из анализа экспериментов работы [3]. В экспериментах [3] по исследованию кипения вакуумного масла VM-1 наблюдалось явление вырожденного кипения жидкости в форме пленочного испарения, заключающееся в том, что при нагреве снизу тонкого слоя жидкости, находящегося на горизонтальной поверхности нагрева под вакуумом, происходит локальное утоньшение слоя и возникают структуры в форме “воронки” (рис. 1, а) и движущихся “кратеров” (рис. 1, б), обусловленные действием реактивной силы фазового перехода, неравномерно распределенной по верхней границе слоя жидкости.

Движущиеся по поверхности нагрева “кратеры” изменяются в своих размерах, при их появлении в объеме возникают флуктуации давления, поэтому “кратеры” представляют собой источники пара переменной мощности.

“Воронки” в отличие от “кратеров” движутся по поверхности нагрева очень медленно. Форма их остается постоянной. Скорость истечения с днища “воронки” ограничена сверху скоростью звука c . Давление пара на днище “воронки” равно реактивной силе фазового перехода в этом месте: $P_s = j_s(w_v - w_L)_s = \rho_v w_v(w_v - w_L)_s$, где j_s — поток вещества при переходе через поверхность раздела фаз, ρ_v , w_v — плотность и скорость паровой фазы, w_L — скорость жидкой фазы. При $w_v = c \gg w_L$ имеем $P_s = \rho_v c^2$. Скорость звука при давлении P_f и плотности ρ_f пара в объеме $c = \sqrt{\kappa P_f / \rho_f}$, где κ — показатель адиабаты. Считаем, что $\rho_v \approx \rho_f$, тогда $P_s = \kappa P_f$. Очевидно, что $P_s = P_f + \rho_L gh$, где ρ_L — плотность жидкости, h — высота слоя. Из данных [3] следует оценка $P_s / P_f = 433 / 416 = 1.04$, хорошо совпадающая с результа-



а



б

Рис. 1. Фотографии процессов, наблюдавшихся в пленке масла ВМ-1 толщиной 2 мм: а — “воронка”; б — “кратер”, показан крестиком. Масштаб $1 \cdot 10^{-2}$ м.

тами [4], где получено, что для вакуумного масла ВМ-1 κ изменяется в пределах от 1.022 до 1.054. По оценкам [3] действие термокапиллярных сил намного меньше реактивной силы фазового перехода. Так как форма “воронки” не изменяется, пар с ее поверхности истекает с постоянной для определенного давления в объеме скоростью, то “воронка” представляет собой источник пара постоянной мощности.

Таким образом, в экспериментах работы [3] наблюдалось два типа источников пара: “воронки” — источники пара постоянной мощности и “кратеры” — источники пара переменной мощности. При низких тепловых потоках наблюдались преимущественно “воронки”, при высоких тепловых потоках — “кратеры”. В промежуточной области наблюдались и “воронки”, и “кратеры”.

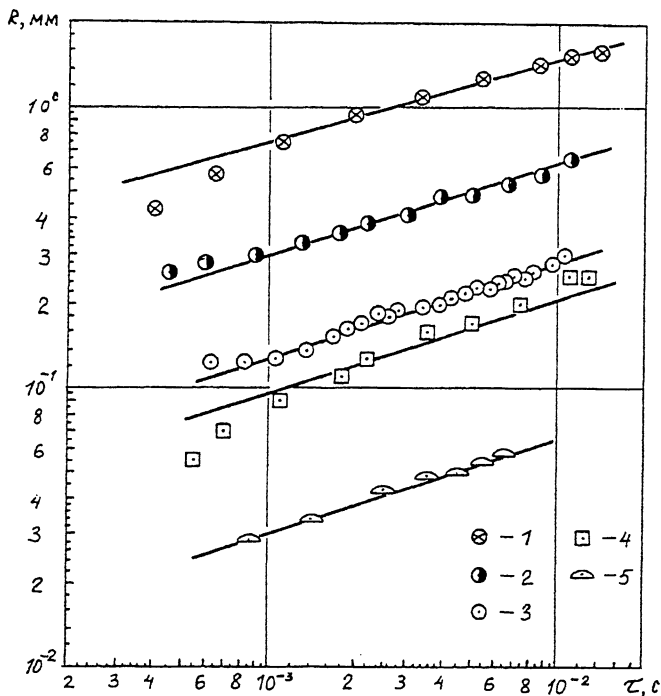


Рис. 2. Скорость роста паровых пузырей: 1 — вода, $P = 1 \cdot 10^5$ Па, $\Delta T = 8.9$ К, $q = 5600$ Вт/м², медь [1]; 2 — этанол, $P = 1 \cdot 10^5$ Па, $\Delta T = 8.1$ К, $q = 178 \cdot 10^3$ Вт/м², медь [1]; 3 — азот, $P = 1 \cdot 10^5$ Па, $\Delta T = 2.15$ К, $q = 2480$ Вт/м², никель [1]; 4 — водород, $P = 6.2 \cdot 10^4$ Па, $\Delta T = 1.2$ К, $q = 325$ Вт/м² [2]; 5 — гелий, $P = 6.67 \cdot 10^4$ Па, медь [2].

Качественные закономерности процесса одинаковы для кипения жидкостей в различных условиях. При кипении жидкостей в большом объеме источники пара постоянной мощности (типа "воронки") могут наблюдаться при небольших тепловых потоках в начале кривой кипения, когда не сливаются пузыри от нескольких центров парообразования и есть достаточное количество центров парообразования, чтобы кипение не носило взрывной характер. Мощность источников пара Q можно вычислить по скорости роста пузырей. Уравнение для изменения объема V пузыря: $r\rho_v(dV/d\tau) = Q$, где r — теплота парообразования, τ — время. В случае источника пара постоянной мощности $Q = \text{const}$ для изменения радиуса пузыря получаем формулу

$$R = (3Q\tau/4\pi r\rho_v)^{1/3}. \quad (1)$$

На рис. 2 проведено сопоставление экспериментальных данных, полученных для различных жидкостей с расчетом

по формуле (1). Наблюдается хорошее соответствие расчета с экспериментом.

В случае роста пузырька над источником пара переменной мощности (типа "кратера") мощность источника Q складывается из теплового потока, подводимого от стенки через микрослой в основании пузырька, — Q_m , теплового потока, подводимого от жидкости, — Q_L и теплового потока, подводимого от перегретого пристенного слоя в основании пузырька, — Q_p :

$$Q = Q_m + Q_L + Q_p.$$

Из-за неоднородности распределения температуры в пристенном слое наиболее интенсивное испарение жидкости из узкого фронта испарения шириной x на границе со стенкой в основании пузырька. За счет действия реактивной силы фазового перехода, возникающей в этом месте, границы "кратера" расширяются. После прохождения фронта испарения над поверхностью нагрева она остывает, поэтому испарением жидкости из микрослоя Q_m на период прогрева поверхности можно пренебречь. Если пузырек не оторвется до начала интенсивного испарения микрослоя, он получит дополнительный импульс, способствующий его отрыву от поверхности за счет реактивной силы фазового перехода. При небольших перегревах основной массы жидкости тепловым потоком $4Q_L$ можно пренебречь. Тогда на период роста пузырька на поверхности

$$Q = Q_p = 2\pi R_c r \rho_v w_v x = 2\pi R_0 r j x = 2\pi R_c q_v,$$

где R_c — радиус "кратера", j — поток массы пара, его можно оценить из известного уравнения Герца-Кнудсена. Максимальное значение w_v — скорости направленного истечения пара, ограничено сверху скоростью звука, значение x — ограничено сверху толщиной пристенного перегретого слоя. Пренебрегая вязкостными силами, а также охлаждением жидкости и стенки перед фронтом испарения, получим что $q_v = \text{const}$.

Уравнения для изменения радиуса пузырька R :

$$2\pi r \rho_v R f dR/d\tau = q_v, \quad (2)$$

где f — функция, учитывающая отклонение формы пузырька от сферичности и связывающая R и R_c . При подобии линейных размеров пузырька в любой момент времени $f = \text{const}$. Из (2) следует типичный закон для скорости роста пузырька:

$$R = (q_v/2\pi r \rho_v f)^{1/2} \tau^{1/2} = A_1 \tau^{1/2}. \quad (3)$$

Обзор исследований пузырей такого типа содержится в [1,2] с соответствующими ссылками на эксперименты.

При больших перегревах жидкостей (низкие давления) надо учитывать испарение не только от основания пузыря, но и по всей поверхности, тогда $n > 0.5$.

По аналогии с результатами [3] следует ожидать, что при низких тепловых потоках будут преобладать пузыри, растущие по закону (1), при высоких тепловых потоках — по закону (3). В промежуточной области должны встречаться пузыри обоих типов. Следует отметить, что обе полученные зависимости являются асимптотическими и на начальном этапе роста пузырька (например, период образования “воронки”) показатель степени может значительно отличаться от (1), (3).

В данной работе при анализе процесса кипения тонкой пленки жидкости под вакуумом выделены два типа источников пара: “воронки” — постоянной и “кратеры” — переменной мощности. Получены уравнения (1), (3) для роста пузырьков над источниками пара обоих типов, которые хорошо обобщают имеющиеся в литературе экспериментальные данные по кипению различных жидкостей в большом объеме.

Список литературы

- [1] *Кипение криогенных жидкостей* / Григорьев В.А., Павлов Ю.М., Аметистов Е.В. М.: Энергия, 1977. 288 с.
- [2] *Теплообмен при кипении криогенных жидкостей* / Веркин Б.И., Кириченко Ю.А., Русанов К.В. Киев: Наук. думка, 1987. 264 с.
- [3] *Гогонин И.И., Дорогов А.Р., Жуков В.И.* // Изв. СО АН СССР. 1989. Сер. техн. наук. В. 3. С. 8–13.
- [4] *Садыков К.С.* // Газодинамика процессов струйной вакуумной откачки: Сб. науч. тр. Новосибирск, 1985. С. 116–127.

Поступило в Редакцию
19 декабря 1995 г.
В окончательной редакции
21 июня 1996 г.