

Ф и г. 2

и температуры можно описать степенной зависимостью с постоянным показателем степени $n = 1/6$, оказываются неприемлемыми.

Автор выражает благодарность профессору А. И. Леонтьеву за полезные советы.

Поступила 22 VII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Reynolds W. C., Kays W. M., Kline S. J. A Summary of experiments on turbulent heat transfer from a nonisothermal flat plate. — «Trans. ASME», Ser. C, 1960, № 3.
2. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., «Энергия», 1972.
3. Волчков Э. П., Левченко В. Я. Тепловой турбулентный пограничный слой на плоской пластине с теплоизолированным участком. — «Инж.-физ. журн.», 1965, № 6, т. VIII.

УДК 536.423.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННИХ ХАРАКТЕРИСТИК КИПЕНИЯ ВОДОРОДА

Ю. А. Кириченко, Н. М. Левченко

(Харьков)

Изучение внутренних характеристик кипения весьма важно для понимания физики этого сложного процесса; данные о внутренних характеристиках могут быть использованы при выводе формул для интегральных характеристик кипения (коэффициентов теплоотдачи, критических плотностей тепловых потоков). Исследование механизма кипения криогенных жидкостей в достаточно широком диапазоне давлений насыщения ограничивается несколькими работами. В работе [1] изучались внутренние характеристики кипения азота при давлениях от 0,1 до 8 бар и кислорода при давлениях от 0,22 до 2 бар, в [2] определены отрывные радиусы и частоты отрыва пузырей при кипении водорода в диапазоне давлений 1—11 бар.

Данная работа посвящена исследованию внутренних характеристик кипения водорода в диапазоне давлений насыщения от давления в тройной точке (0,072 бара) до 2,0 бар.

Таблица 1

Диаметр нагревателя, мм	Номер опыта	p , бар	ΔT , К	q , Вт/м ²
3,1	1	0,072	4,35	3000
	2	0,126	3,35	2380
	3	0,342	1,85	585
	4	0,62	1,20	325
	5	0,72	1,05	330
	6	1,00	1,15	400
5,0	7	0,072	3,80	4500
	8	0,08	2,60	1150
	9	0,134	3,90	2500
	10	0,138	1,20	500
	11	0,20	3,20	2260
	12	0,535	0,90	290
	13	0,69	0,80	260
	14	0,82	0,26	180
	15	1,0	0,60	200
	16	1,3	0,40	120
	17	1,5	0,75	260
	18	2,0	0,40	310

Методика проведения эксперимента и установка, на которой были выполнены исследования, описаны в [3]. Эксперименты по кипению водорода проводились на горизонтальных трубчатых нагревателях из мельхиора диаметром 3,1 и 5 мм и длиной соответственно 80 и 88 мм. Чистота обработки поверхности нагревателей соответствовала 7—8 классу ГОСТа 2789—73.

Температура теплоотдающей поверхности (при соответствующем учете теплового сопротивления стенки) определялась малоинерционным платиновым термометром сопротивления, который размещался внутри трубчатого нагревателя, заполненного гелием.

Киносъемка процесса кипения производилась скоростной камерой СКС-1М, снабженной телеобъективом «Юпитер-6», на обратимую киноплёнку 04-180 со средней скоростью около 3500 кадр/с. Об-

работка кинокадров велась при проецировании с 15—20-кратным увеличением. Для обработки выбирались пузыри, изолированно растущие на верхней кромке нагревателя.

Рост паровых пузырей на поверхности нагрева. Режимные параметры, при которых проводились исследования внутренних характеристик процесса кипения, приведены в табл. 1.

Средний диаметр пузырей вычислялся как среднее арифметическое из его вертикального h_1 и горизонтального h_2 размеров, $\langle D \rangle = 0,5(h_1 + h_2)$. Форма пузырей оставалась практически сферической в интервале давлений 0,072—0,6 бар, при давлениях выше 0,6 бар в момент отрыва пузыри вытягиваются и вертикальный размер пузыря увеличивался, достигая иногда величины $2h_2$.

Экспериментальная зависимость радиуса растущего пузыря от времени может быть представлена в виде

$$(1) \quad R = \beta(n)t^n.$$

Значения $\beta(n)$ и n определялись методом наименьших квадратов для каждого из опытов по всему массиву экспериментальных данных о росте пузыря. Относительная погрешность измерения δ_β приведена в табл. 2, где видна общая тенденция уменьшения показателя степени n при увеличении давления (за исключением выброса при $p = 0,138$ бар).

Различные значения n означают и различные размерности модулей роста $\beta(n)$, см/с. Для возможности сравнения экспериментальных данных о росте пузырей при различных давлениях экспериментальные кривые роста пузырей были аппроксимированы теоретическими зависимостями [4]

$$(2) \quad R = \beta(0,5)t^{0,5}.$$

В интервале времени от зарождения пузыря до его отрыва приведенные кривые роста пузырей отличаются от экспериментальных не более чем на 25% ввиду слабого отличия экспериментальных значений n от теоретического $n = 0,5$. Полученные при этом средние значения $\beta(0,5)$ для каждого из опытов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Номер опыта	Количество измерений	n	$\beta(n)$, см/с ^{n}	δ_{β} , %	$\beta(0,5)$, см/с ^{0,5}	δ_{β} , %	τ_d' , мкс	σ_{τ_d} , \pm мкс
1	9	0,65	3,50	± 23	1,55	± 15	9,5	2,2
2	11	0,51	0,75	± 11	0,73	± 13	10,1	2,7
3	24	0,46	0,34	± 3	0,43	± 11	10,9	1,1
4	27	0,43	0,25	± 3	0,24	± 12	13,8	2,4
5	16	0,4	0,12	± 4	0,19	± 15	13,5	1,9
7	10	0,5	1,24	± 12	1,31	± 12	9,3	2,4
8	10	0,46	0,93	± 8	1,12	± 10	9,5	1,7
10	15	0,35	0,20	± 6	0,38	± 16	16,5	1,9
12	23	0,39	0,15	± 4	0,23	± 12	20,1	3,0
15	12	0,39	0,2	± 6	0,21	± 13	14,2	2,5

Известные теоретические соотношения для модуля роста пузыря $\beta(0,5)$ могут быть записаны в виде [4]

$$(3) \quad \beta(0,5) = C_{\beta} \text{Ja}^{n_{\beta}} a^{1/2},$$

где $n_{\beta} = 0,5-1$; C_{β} — постоянная величина (в некоторых работах — функция физических свойств жидкости и материала нагревателя [5]); $\text{Ja} = \lambda \Delta T / L \rho'' a$ — число Якоба; λ , a — коэффициенты теплопроводности и температуропроводности жидкости; L — скрытая теплота испарения; ρ'' — плотность пара; ΔT — температурный напор.

Для определения экспериментального значения n_{β} в выражении (3) в случае кипения водорода была найдена зависимость $\beta(0,5)/\sqrt{a}$ от числа Якоба. Обработка всех экспериментальных данных о $\beta(0,5)$, приведенных в табл. 2, методом наименьших квадратов дает выражение для модуля роста парового пузыря при кипении водорода

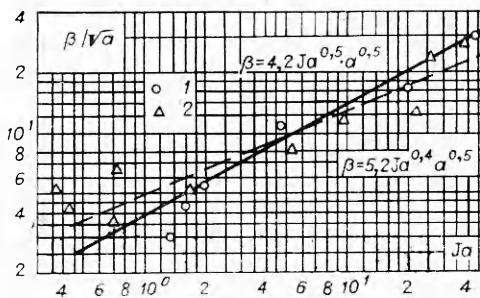
$$(4) \quad \beta(0,5) = 5,2 \text{Ja}^{0,4} a^{0,5}.$$

Приблизительно с той же точностью экспериментальные данные описываются выражением, близким к теоретическому [4],

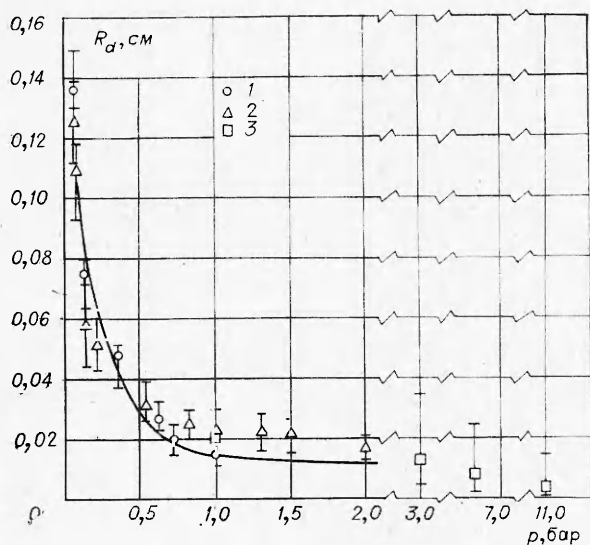
$$(5) \quad \beta(0,5) = 4,2 \text{Ja}^{0,5} a^{0,5}.$$

Формула (4) практически совпадает с формулой Лабунцова [4], в которой $n_{\beta} = 0,5$; $C_{\beta} = \sqrt{12} - \sqrt{20}$.

На фиг. 1 приведены зависимости (4), (5) в виде функций $\beta(0,5)/\sqrt{a} = f(\text{Ja})$, а также средние приведенные экспериментальные значения модулей роста $\beta(0,5)$, полученные в двух сериях опытов (1 — на трубчатом нагревателе диаметром 3,1 мм и 2 — диаметром 5 мм). Большой разброс экспериментальных данных при малых числах Якоба ($\text{Ja} \leq 1$) объясняется в первую очередь малой точностью определения размеров пузырей и температурных напоров в области относительно высоких да-



Фиг. 1



Ф и г. 2

да, воды и органических жидкостей [1,6], отрывные радиусы пузырей возрастают с уменьшением давления, причем эта зависимость становится особенно резкой при достаточно низких давлениях ($p < 0,5$ бар).

Для количественной интерпретации экспериментальных данных использован метод оценки величины R_d , предложенный одним из авторов [1, 7]. Расчетная зависимость R_d от p , приведенная на фиг. 2, имеет тот же характер, что и экспериментальная, и удовлетворительно с ней совпадает.

Величина R_d при кипении в области как достаточно низких (например, $p < 0,005p_*$, p_* — критическое давление), так и достаточно высоких (например, $p > 0,05p_*$) давлений может быть описана простыми зависимостями [7]:

а) для низких давлений (динамический режим отрыва пузырей)

$$(6) \quad R_d = C_R \beta^{4/3} g^{-1/3};$$

б) для высоких давлений (квазистатический режим отрыва пузырей)

$$(7) \quad R_d = \sqrt[3]{(3/2)R_c \sigma / g(\rho - \rho'')},$$

где C_R — постоянный коэффициент порядка единицы ($C_R \approx 1,34$ [7]); g — ускорение силы тяжести; σ — поверхностное натяжение.

Формула (7) является аналогом известной формулы Фритца [8] для случая кипения жидкостей с очень малыми краевыми углами (в том числе криогенных жидкостей), когда формула Фритца неприменима [7, 9] и отрыв пузыря должен происходить не от гладкой поверхности нагревателя, а от кромки микровпадины радиусом R_c , в которой зарождается паровой пузырь. Величина R_c определялась по [10] как диаметр критического зародыша пара при соответствующих условиях опыта. Модуль роста β при построении теоретической зависимости рассчитывался по формуле (5) при $Ja > 1,6$ и по формуле (4) при $Ja < 1,6$.

Расчет сил, действующих на паровой пузырь водорода при его отрыве, по методике [7] показывает, что динамические силы (инерционные силы реакции жидкости и лобового сопротивления) превосходят статические (поверхностное натяжение) при $p \leq 0,4$ бар, или $p \leq 0,03 p_*$. Это зна-

лений насыщения. Из фиг. 1 видно, что при $Ja > 1,6$ формула (4) лучше описывает экспериментальные данные, чем формула (3).

Характеристики отрыва паровых пузырей. Экспериментальные значения отрывных радиусов паровых пузырей R_d при кипении водорода в исследованном интервале давлений насыщения, полученные на нагревателях (1 — диаметром 3,1 мм, 2 — диаметром 5 мм, 3 — усредненные результаты работы [2]), приведены на фиг. 2. Видно, что так же, как и при кипении азота и кислоро-

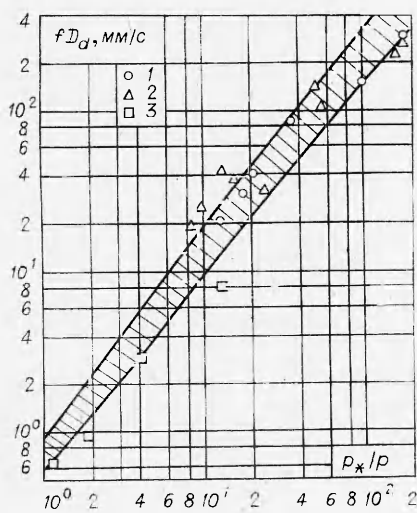
чение давления близко к тому, при котором наблюдается излом в зависимости $R_d=f(p)$ как для водорода (см. фиг. 2), так и для весьма различающихся по своим термодинамическим свойствам жидкостей (азот, кислород, вода, фреон-12), для которых соответствующая граница по давлению около $0,02 p_*$ [1]. Можно видеть, что размеры пузырей при динамическом режиме отрыва, описываемые формулой (6), должны более резко изменяться с давлением, чем при статическом режиме, где их размер описывается формулой (7) или формулой Фритца [8].

Отметим, что имеется не только качественная аналогия, но и количественное совпадение обобщенные результаты по внутренним характеристикам кипения высококипящих жидкостей (вода, спирты) с криогенными (водород) при достаточно низких давлениях насыщения. В [8] представлены экспериментальные результаты по кипению воды, этанола и бензола в виде зависимости безразмерного диаметра $D_d \sqrt{g(\rho - \rho'')/\sigma}$ от числа Фруда $Fr = (D_d^2/\tau_d^2) \sqrt{g(\rho - \rho'')/\sigma}$. Эта эмпирическая зависимость с достаточной точностью может быть записана в виде

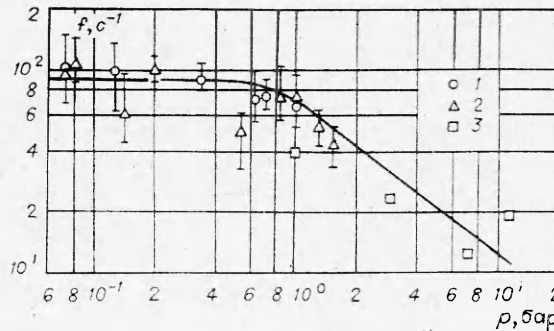
$$(8) \quad D_d = 4/3 \tau_d^2 g.$$

Можно показать, что формула (8) может быть получена путем подстановки (1), (2) при $\tau = \tau_d$ в (5) при значении $C_p \approx 1,15$, которое лишь на 14% отличается от теоретического [7].

Значения времени роста пузырей на нагревателе τ_d от давления приведены в табл. 2, где σ_{τ_d} — среднеквадратичная погрешность измерений. Время ожидания τ_w (от момента отрыва пузыря до момента возникновения последующего) при всех значениях



Фиг. 4



Фиг. 3

давления насыщения отсутствовало ($\tau_w \approx 0$). При самом низком давлении, соответствующем тройной точке, процесс кипения был нестабильным. Пузыри отрывались сериями, внутри которых $\tau_w \approx 0$, промежутки времени между сериями нерегулярные.

На фиг. 3 представлена зависимость частоты отрыва паровых пузырей $f = \tau_d^{-1}$ от давления по экспериментальным результатам, которые получены на двух нагревателях (1 — диаметр нагревателя 3,1 мм, 2 — 5 мм, 3 — усредненные данные работы [2]).

Несмотря на условность этой зависимости и большой разброс экспериментальных точек, можно довольно уверенно выделить две области давлений с различными законами изменения

частоты отрыва пузырей: 1 — область, где f практически не зависит от p ($p=0,072-0,8$ бар); 2 — область, где f резко уменьшается при увеличении p ($p > 0,8$ бар или $p > 0,05p_*$). Последняя область соответствует квазистатическому режиму отрыва паровых пузырей, а ее граница по давлению такая же, что и у других жидкостей [1].

На фиг. 4 представлена зависимость средней скорости роста паровых пузырей D_{df} при кипении водорода (1 — на нагревателе диаметром 3,1 мм, 2 — диаметром 5 мм, 3 — данные работы [2]) от параметра $\Pi = p_*/p$. Заштрихованная область на фиг. 4 соответствует данным для органических жидкостей [11]. Таким образом, тенденция изменения величины D_{df} с изменением давления у криогенной жидкости (водород) такая же, как и у органических жидкостей, причем численные значения D_{df} у этих двух различных классов жидкостей совпадают в пределах разброса экспериментальных данных.

Поступила 1 VII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Кириченко Ю. А., Цибульский В. В., Долгой М. Л., Русанов К. В., Кановал Н. М. Влияние давления на внутренние характеристики кипения азота и кислорода. — «Инж.-физ. журн.», 1975, т. 25, № 4, с. 5.
2. Bewilogua L., G6rner W., Kn6ner B., Vinzelberg H. Heat transfer in liquid hydrogen. — «Cryogenics», 1974, vol. 14, N 9.
3. Выходцев И. С., Левченко Н. М., Левченко Е. П., Ткач Б. П., Швец А. Д. Исследование кипения жидкого водорода при пониженных давлениях в условиях свободной конвекции. — В кн.: Вопросы гидродинамики и теплообмена в криогенных системах. Вып. II. Харьков, ФТИНТ АН УССР, 1972.
4. Лабунцов Д. А., Кольчугин Б. А., Головин В. С., Захарова Э. А., Владимиров Л. Н. Исследование при помощи скоростной киносъемки роста пузырьков при кипении насыщенной воды в широком диапазоне изменения давлений. — ТВТ, 1964, № 3.
5. Cooper M. G., Vijuk R. M. Bubble growth in the nucleate pool boiling. 4 th Int. Heat Transfer Conf. Versailles, 1970. Paper B 2.1.
6. Кутателадзе С. С., Мамонтова Н. Н. Исследование критических тепловых потоков при кипении жидкостей в большом объеме в условиях пониженных давлений. — «Инж.-физ. журн.», 1967, т. 12, № 2.
7. Кириченко Ю. А. Оценка условий отрыва паровых пузырей при пузырьковом кипении. — «Инж.-физ. журн.», 1973, т. 25, № 1.
8. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Новосибирск, «Наука», 1970.
9. Кириченко Ю. А., Слобожанин Л. А., Щербакова Н. С. Определение размеров паровых пузырей при их квазистатическом росте на нагревателе. Препринт ФТИНТ АН УССР. Харьков, 1974.
10. Паи С. Y., Griffith P. The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling. Pt 1. Bubble initiation, growth and departure. — «Intern. J. Heat and Mass Transfer», 1965, vol. 8, p. 887.
11. Толубинский В. П. О возможности расчетного определения средней скорости роста паровых пузырей. — В кн.: Теплофизика и теплотехника. Вып. 26. Киев, «Наукова думка», 1974.