

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. С. Грановский, А. А. Сулацкий, С. М. Шмелев, Кризис пузырькового кипения на обращенной вниз горизонтальной поверхности, *ТВТ*, 1994, том 32, выпуск 1, 79–82

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением  
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.172

14 февраля 2025 г., 08:37:11



УДК 536.24

## КРИЗИС ПУЗЫРЬКОВОГО КИПЕНИЯ НА ОБРАЩЕННОЙ ВНИЗ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 1994 г. В. С. Грановский, А. А. Сулацкий, С. М. Шмелев

г. Санкт-Петербург

Поступила в редакцию 03.08.93 г.

Предложена модель гидродинамического кризиса пузырькового кипения (1-го рода) на обращенной вниз теплоизолированной сверху горизонтальной поверхности в большом объеме насыщенной жидкости. По результатам обобщения экспериментальных данных получена зависимость для критического теплового потока в виде функции размера нагреваемой поверхности.

1. В отличие от кризиса на горизонтальной поверхности, обращенной вверх, критический тепловой поток на поверхности, обращенной вниз, существенно зависит от размера нагревателя, уменьшаясь с его увеличением [1, 2]. Наиболее обширные опытные данные получены в [1] для этанола в диапазоне изменения давления  $10^5 - 5.1 \times 10^5$  Па на пластинах шириной 5, 10 и 20 мм. Результаты представлены графически в виде

$$\bar{q}_{кр} \equiv q_{кр} / q_{кр,0} = f(\bar{D}), \quad (1)$$

где  $q_{кр}$ ,  $q_{кр,0}$  – критический тепловой поток на пластине, теплоизолированной соответственно сверху и снизу,

$$\begin{aligned} q_{кр,0} &= 0.145r \sqrt{\rho''} \sqrt[4]{\sigma g_0 \Delta\rho}, \\ \bar{D} &= D/\Lambda, \\ \Lambda &= \sqrt{\sigma / (g_0 \Delta\rho)}, \end{aligned} \quad (2)$$

$D$  – характерный линейный размер.

Опытные данные для гелия, полученные на образцах диаметром 9.91 и 15 мм, приведены соответственно в [3, 4]. Диапазон изменения давления составляет  $5 \times 10^3 - 3 \times 10^5$  Па.

В [5, 6] опыты с гелием проведены в большом объеме на обращенном вниз горизонтальном диске диаметром 30 мм [5] и в поле центробежных сил на образце диаметром 15 мм [6] при атмосферном давлении. В опытах [6] обеспечивалось постоянство ориентации образца относительно вектора центробежного ускорения (вертикальная поверхность теплоотвода), поэтому в области умеренных перегрузок условия кризиса определялись совместным влиянием центробежного и гравитационного ускорения на эвакуацию пара от поверхности. Для дальнейшего анализа из результатов, полученных в [6], авторами были оставлены опытные точки в области больших пе-

регрузок при  $\eta > 90$  ( $\eta = g_{цб}/g_0$ ), где заведомо отсутствовало влияние  $g_0$  на теплообмен.

Из всех данных, полученных в [5], теми же авторами в более поздней работе [6] приводится только одна опытная точка, которая используется и в нашем анализе.

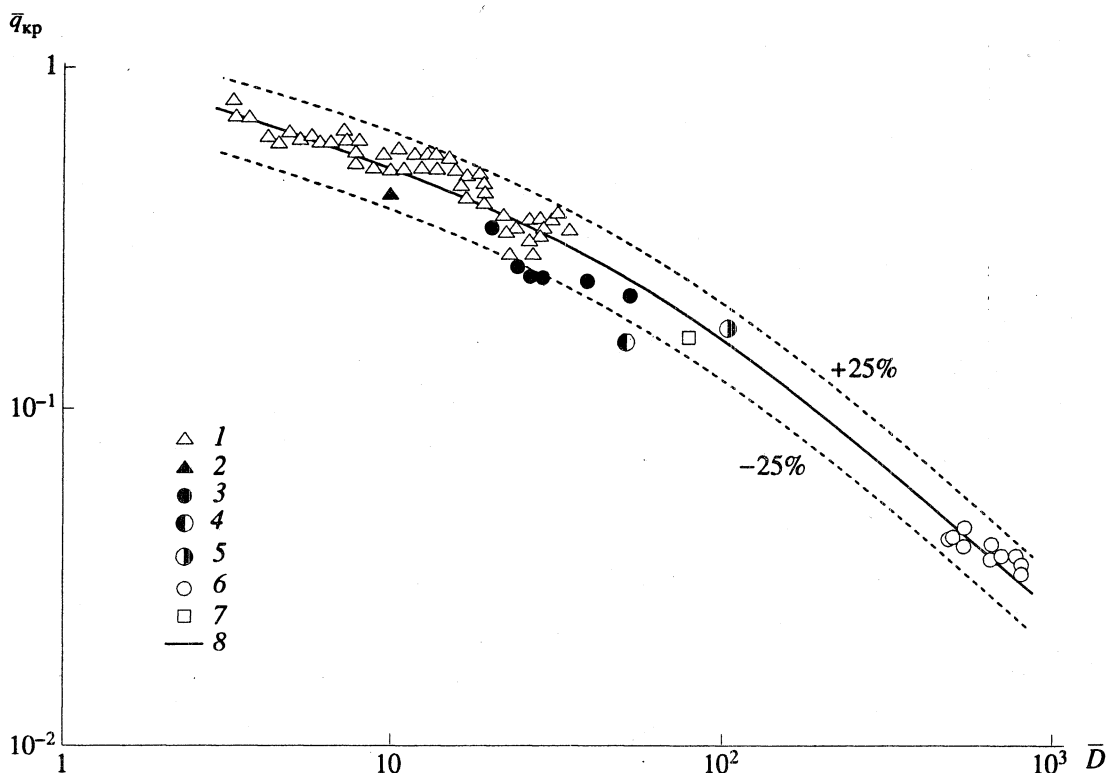
В [7] приведены результаты опытов с водой и этанолом на обращенной вниз пластине шириной 15 мм при атмосферном давлении. Опыты с водой выполнены при недогреве  $\theta' = 8^\circ\text{C}$ , причем, как отмечено в [7], в представленных значениях учтено влияние недогрева по методике [8]

$$q_{кр,н} = q_{кр,с} \left[ 1 + 0.065 \left( \frac{\rho'}{\rho''} \right) \frac{C_p' \theta'}{r} \right], \quad (3)$$

где  $q_{кр,н}$ ,  $q_{кр,с}$  – критический тепловой поток в недогретой и насыщенной жидкости соответственно. Поскольку зависимость (3) была получена по результатам обработки опытных данных для проволок и горизонтальных цилиндров с  $\bar{D} < 1$ , ее применение для обращенной вниз поверхности представляется некорректным. Кроме того, приведенное значение  $q_{кр,с}$  для воды превышает соответствующее значение  $q_{кр,0}$  для обращенной вверх поверхности, что противоречит всем известным результатам. Поэтому для дальнейшего анализа из [7] были использованы только данные, полученные в опытах с этанолом при незначительном недогреве  $0.4^\circ\text{C}$ .

Все перечисленные экспериментальные данные приведены на рисунке в той же обработке, что и в [1].

Для пополнения существующих опытных данных в данной работе проведены опыты с насыщенной водой при атмосферном давлении. Образец представлял собой теплоизолированную сверху электрообогреваемую пластину длиной 200, шириной 100 и толщиной 1 мм, изготовленную из



Обобщение экспериментальных данных по кризису кипения на обращенной вниз поверхности: 1 – [1], 2 – [8], этанол; 3 – [4], 4 – [5], 5 – [6], 6 – [7], гелий; 7 – вода, 8 – (22).

стали 12X18H10T. Отвод генерируемого пара обеспечивался только вдоль длинной стороны.

Определение критического теплового потока проводилось традиционным методом ступенчатого повышения тепловой нагрузки вплоть до наступления кризиса теплообмена на обращенной вниз поверхности пластины, погруженной в бак с дистиллятом. Кризис фиксировался в момент резкого роста температуры, измеряемой кабельными микротермопарами, прижатыми к верхней поверхности пластины.

В результате многократного повторения опыта величина  $(2.1 \pm 0.1) \times 10^5$  Вт/м<sup>2</sup> также представлена на рисунке.

2. Рассмотрим основные гидродинамические процессы, определяющие условия возникновения кризиса кипения на обращенной вниз поверхности. Эвакуация генерируемого при пузырьковом кипении пара происходит в процессе движения примыкающего к поверхности парожидкостного слоя к ее краям. В предкризисных условиях этот слой обеднен жидкостью, и объемное паросодержание в нем можно считать равномерным по поверхности и приближенно равным единице. Движение происходит за счет нивелирного напора, по порядку величины равного

$$\Delta p_n = g_0 \Delta \rho \delta, \quad (4)$$

где  $\delta$  – характерная толщина двухфазного слоя.

В стационарных условиях нивелирный напор равен потерям на трение

$$\Delta p_{тр} = (\xi/4) \frac{l \rho_{см} v_{см}^2}{d_3}. \quad (5)$$

Здесь  $(\xi/4) \approx 0.005$  – не рекомендации [9] для двухфазных течений при  $Re_{см} < 10^5$ ;  $l \sim D$  – длина пути до края поверхности;  $d_3 \sim \delta$  – эквивалентный гидравлический диаметр парожидкостного слоя;  $\rho_{см} = \rho'(1 - \varphi) + \rho''\varphi \approx \rho''$  при  $\varphi \approx 1$ ;  $v_{см}$  – скорость смеси. С учетом принятых упрощений

$$\Delta p_{тр} \sim (D/\delta) \rho'' v_{см}^2. \quad (6)$$

Характерная скорость смеси определяется расходом пара  $G''$ , приходящимся на единицу ширины потока, который, в свою очередь, связан с плотностью теплового потока. При  $\varphi \approx 1$  соответствующее выражение имеет вид

$$v_{см} \approx j'' = \frac{G''}{\rho'' \delta} \sim \frac{qD}{r \rho'' \delta}. \quad (7)$$

С учетом (4), (6), (7) уравнение движения можно записать следующим образом:

$$g_0 \Delta \rho \delta \sim \frac{q^2 D^3}{\rho'' r^2 \delta^3}. \quad (8)$$

Отсюда следует, что в предкризисном режиме кипения ( $\varphi = 1$ ) на обращенной вниз поверхности имеет место соотношение

$$\bar{\delta} \sim \bar{q}^{-1/2} \bar{D}^{3/4}, \quad (9)$$

$$\bar{\delta} = \delta / \Lambda. \quad (10)$$

В соответствии с предлагаемой моделью кризис кипения на обращенной вниз поверхности наступает тогда, когда при данной плотности теплового потока  $q$  расход жидкости  $G'$  (на единицу ширины парожидкостного течения), подпитывающей извне парожидкостный слой, становится меньше расхода генерируемого пара  $G''$ . При этом начинается испарение жидкости, находящейся непосредственно в слое.

Представляя парожидкостный слой в виде пористой структуры, будем полагать, что условие его устойчивости определяется взаимодействием динамического напора пара  $\rho''(j'')^2/2$  и капиллярного давления, обеспечивающего движение жидкости к поверхности кипения. Величина последнего, исходя из соображений размерности, может быть оценена по порядку как  $\sigma/\delta$ . Тогда условие достижения кризиса имеет вид

$$\frac{\sigma}{\delta_{кр} \rho'' (j''_{кр})^2} = \text{const.} \quad (11)$$

Динамический напор пара  $\rho''(j'')^2/2$  складывается из динамического напора нормального (к поверхности) движения пара  $\rho''(j''_н)^2/2 = q^2/2\rho''r^2$  и динамического напора продольного движения пара, определяемого с помощью (7) как  $\rho''(j''_{пр})^2/2 \sim q^2 D^2 / (\rho'' r^2 \delta^2)$ . Тогда условие (11) запишется в виде

$$\frac{\sigma}{\delta_{кр}} = C_1 \left( \frac{q_{кр}^2}{\rho'' r^2} \right) + C_2 \left( \frac{q_{кр}^2 D^2}{\rho'' r^2 \delta^2} \right), \quad (12)$$

где  $C_1, C_2$  – некоторые безразмерные константы.

С применением безразмерных обозначений (2) и (10) зависимость (12) трансформируется следующим образом:

$$1 = \bar{\delta}_{кр} \left[ C_1 \bar{q}_{кр}^2 + C_2 \left( \frac{\bar{q}_{кр} \bar{D}}{\bar{\delta}_{кр}} \right)^2 \right]. \quad (13)$$

Подставляя (9) в (13), получим условие кризиса кипения 1-го рода на обращенной вниз горизонтальной поверхности

$$1 = C_1 \bar{q}_{кр}^{5/2} \bar{D}^{3/4} + C_2 \bar{q}_{кр}^{-3/2} \bar{D}^{5/4}. \quad (14)$$

Соотношение (14) неразрешено явно относительно  $\bar{q}_{кр}$ , поэтому рассмотрим возможные предельные случаи:

1) малые геометрические размеры

$$C_1 \bar{q}_{кр}^{5/2} \bar{D}^{3/4} \gg C_2 \bar{q}_{кр}^{-3/2} \bar{D}^{5/4}, \quad (15)$$

при этом из (14) следует

$$\bar{q}_{кр1} = (\bar{D}_1 / \bar{D})^{3/10}; \quad (16)$$

2) большие геометрические размеры

$$C_1 \bar{q}_{кр}^{5/2} \bar{D}^{3/4} \ll C_2 \bar{q}_{кр}^{-3/2} \bar{D}^{5/4}, \quad (17)$$

при этом из (14) следует

$$\bar{q}_{кр2} = (\bar{D}_2 / \bar{D})^{5/6}, \quad (18)$$

где  $\bar{D}_1$  и  $\bar{D}_2$  – некоторые эмпирические константы.

Обработка, в соответствии с (16), (18), опытных данных, приведенных на рисунке, позволила получить следующие обобщенные соотношения для критического теплового потока на обращенной вниз поверхности

$$\bar{q}_{кр} = \begin{cases} (1.24 / \bar{D})^{3/10}, & 2 \leq \bar{D} \leq 48 \\ (12.8 / \bar{D})^{5/6}, & \bar{D} \geq 48. \end{cases} \quad (19)$$

При этом среднее квадратичное отклонение составило  $\pm 12\%$ , максимальное отклонение –  $49\%$ , а за пределы  $\pm 25\%$  попадает 8 экспериментальных точек из 66 использованных.

Можно улучшить обработку, применяя следующую суперпозицию решений (16) и (18):

$$\bar{q}_{кр} = [1/\bar{q}_{кр1}^3(\bar{D}) + 1/\bar{q}_{кр2}^3(\bar{D})]^{-1/3}, \quad (20)$$

где  $\bar{D} \geq 2$ ,  $\bar{q}_{кр1} = (1.24/\bar{D})^{3/10}$ ,  $\bar{q}_{кр2} = (12.8/\bar{D})^{5/6}$ .

При этом среднее квадратичное отклонение составляет  $\pm 11\%$ , максимальное отклонение –  $37\%$ , а за пределы  $\pm 25\%$  попадает всего четыре экспериментальные точки.

3. На основании предлагаемой в работе гидродинамической модели кризиса кипения на обращенной вниз и теплоизолированной сверху горизонтальной поверхности, погруженной в большой объем насыщенной жидкости, и обобщения существующих экспериментальных данных для трех сред: этанола, жидкого гелия и воды получены полуэмпирические зависимости (19) и (20) для критического теплового потока как функции размера нагревателя, хорошо описывающие экспериментальные точки.

Необходимо отметить, что отсутствие опытных данных в интервале  $\bar{D}$  от 100 до 500 снижает надежность предложенного обобщения в указанной области размеров нагревателя.

## Обозначения

$C_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг °С);  $D$  – ширина пластины либо диаметр диска, м;  $d_3$  – эквивалентный диаметр, м;  $G$  – расход на единицу ширины, кг/(с м);  $g_0$  – ускорение свободного падения; м/с<sup>2</sup>;  $g_{цб}$  – центробежное ускорение, м/с<sup>2</sup>;  $j$  – приведенная скорость, м/с;  $l$  – путь, м;  $\Delta p$  – перепад давления, Па;  $q$  – тепловой поток, Вт/м<sup>2</sup>;  $r$  – теплота парообразования, Дж/кг;  $Re = \rho v l / \mu$  – число Рейнольдса;  $t$  – температура, °С;  $v$  – скорость, м/с;  $\delta$  – толщина парожидкостного слоя, м;  $\eta = g_{цб} / g_0$  – перегрузка;  $\theta^i = t_s - t'$  – недогрев жидкости, °С;  $\Lambda = [\sigma / (g_0 \Delta p)]^{1/2}$  – постоянная Лапласа, м;  $\xi$  – коэффициент сопротивления трения;  $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $\Delta \rho = \rho' - \rho''$ ;  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения, н/м;  $\varphi$  – истинное объемное паросодержание; индексы: 0 – поверхность, обращенная вверх; кр – критический; н – недогрев, нормаль, нивелирный; пр – продольный; см – смесь; тр – трение; s – насыщение; – – безразмерное; ' – жидкость; '' – пар.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гогонин И.И., Кутателадзе С.С. // ИФЖ. 1977. Т. 33. № 5. С. 802.
2. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
3. Lyon D.N. // Int. Adv. in Cryog. Eng. 1965. V. 10. № 11. P. 371.
4. Jergel M., Stevenson R. // Int. J. Heat Mass Transf. 1971. V. 14. № 12. P. 2099.
5. Кириченко Ю.А., Козлов С.М., Левченко Н.М., Русанов К.В. // В сб.: Теплообмен при низких температурах. Киев: Наукова думка, 1979. С. 32.
6. Кириченко Ю.А., Козлов С.М., Левченко Н.М. // ИФЖ. 1982. Т. 42. № 2. С. 207.
7. Смирнов Г.Ф., Коба А.Л. // Вопросы радиоэлектроники. 1974. Вып. 2. С. 70.
8. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М.: Энергия, 1970.
9. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. М.: Мир, 1972.