



# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Б. П. Авксентюк, С. С. Кутателадзе, Неустойчивость режима теплообмена на поверхностях, обедненных центрами парообразования, *ТВТ*, 1977, том 15, выпуск 1, 115–120

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: 18.97.14.85

11 декабря 2024 г., 03:12:45



УДК 536.423.1

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЖИМА ТЕПЛООБМЕНА НА ПОВЕРХНОСТЯХ, ОБЕДНЕННЫХ ЦЕНТРАМИ ПАРООБРАЗОВАНИЯ

*Б. П. Авксентюк, С. С. Кутателадзе*

Рассматриваются механизм и критерий устойчивости при непосредственном переходе от свободной однофазной конвекции к пленочному кипению (третий кризис кипения). Обобщаются экспериментальные данные о нижнем и верхнем пределах тепловых потоков, при которых возникает пленочное кипение.

**Критерий непосредственного перехода от однофазной конвекции к пленочному кипению.** При низких давлениях наблюдается значительный перегрев жидкости по отношению к температуре насыщения и затем непосредственный переход к пленочному кипению. Связано это явление с обеднением поверхности нагрева центрами парообразования вследствие увеличения критического радиуса зародыша с понижением давления.

Систематические экспериментальные исследования непосредственного перехода от однофазной свободной конвекции к развитому пленочному кипению были выполнены авторами совместно с Г. И. Бобровицем, Н. Н. Мамонтовой и В. Н. Москвичевой. Механизм возникновения пленочного кипения, минуя режим развитого пузырькового кипения, имеет кавитационный характер — наблюдается взрывообразное возникновение микропузырей в окрестности нагревателя, испарение пристенного слоя жидкости и формирование паровой пленки [1].

Критические тепловые потоки, имеющие место при нестабильном кипении, находятся в диапазоне между величиной первого критического значения  $q_{кр1}$ , обусловленного известным гидродинамическим механизмом [2] и величиной  $q_{кр2}$ , соответствующей непосредственному возникновению пленочного кипения. Назовем этот переход третьим кризисом кипения. При этом должно выполняться условие

$$q_{кр2} < q_{кр3} < q_{кр1}, \quad (1)$$

где  $q_{кр2}$  — второй критический тепловой поток, определяющий гидродинамическую устойчивость пленочного кипения.

Допустим, что кавитационный механизм непосредственного возникновения пленочного кипения обусловлен импульсом, вносимым в метастабильный пристенный слой жидкости спонтанно возникшим паровым пузырьрем.

Тогда в качестве критерия непосредственного перехода от однофазной конвекции в перегретом (метастабильном) пристенном слое к пленочному кипению можно предложить величину

$$\sigma R_{кр}^2 / \rho' v_*^2 V_*', \quad (2)$$

здесь  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $R_{кр}$  — критический радиус зародыша паровой фазы;  $\rho'$  — плотность жидкой фазы;  $v_*$  — харак-

терная скорость перемещения границы раздела фаз;  $V'$  — эффективный объем жидкости, присоединенной к движению границы раздела фаз.

Числитель в (2) является масштабом работы возникновения паровой фазы, а знаменатель — масштабом воздействия кавитационного импульса. При этом импульсом паровой фазы пренебрегаем, поскольку рассматриваемое явление имеет место при низких давлениях, когда  $\rho'' \ll \rho'$ .

По модели теплового удара [3] скорость роста парового пузыря при  $R > R_{кр}$  имеет порядок

$$v = \frac{dR}{dt} \sim \frac{\lambda' c' \rho'}{R} \left( \frac{\Delta T}{r \rho''} \right)^2, \quad (3)$$

где  $R$  — текущий радиус;  $t$  — время;  $\lambda'$  — коэффициент теплопроводности жидкости;  $c'$  — удельная теплоемкость жидкости;  $\Delta T$  — перегрев жидкости относительно температуры насыщения над жидкостью;  $r$  — скрытая теплота парообразования;  $\rho'$ ,  $\rho''$  — плотность жидкости и пара.

Масштабом максимальной конечной скорости перемещения границы раздела фаз может служить величина  $v$ , отнесенная к радиусу порядка  $R_{кр}$ . Что касается масштаба  $V'$ , то он лежит при  $\rho' \gg \rho''$  где-то между размером критического радиуса зародыша и величиной

$$\delta \sim (\sigma / g \rho')^{1/2}, \quad (4)$$

являющейся масштабом отрывного диаметра пузыря.

Динамическая добавка к этой величине [4], возникающая при низких давлениях, является функцией числа Фруда, составленного из величин (3) и (4), т. е. в данном случае не вносит новых определяющих параметров подобия.

Как известно,

$$R_{кр} \sim \sigma T'' / r \rho'' \Delta T, \quad (5)$$

$$v_* \sim (\lambda' c' \rho' / \sigma r \rho'' T'') \Delta T^3, \quad (6)$$

здесь  $T''$  — температура насыщения над плоскостью.

Подставляя эти значения  $R_{кр}$  и  $v_*$  в (2), получаем следующий критерий, включающий температурный напор, при котором происходит спонтанный переход от однофазной конвекции к пленочному кипению:

$$\Delta T_{кр3} (c' \lambda')^{1/4} \rho'^{3/8} V'^{1/8} / \sigma^{5/8} T''^{1/2}. \quad (7)$$

Эксперименты показывают, что величина  $\Delta T_{кр3}$  практически постоянна или мало меняется с давлением. Это означает, что в качестве характерного размера присоединенной массы жидкости надо принять (4), а не (5). Тогда искомый критерий возникновения пленочного кипения из метастабильного состояния жидкости у поверхности нагрева примет вид ( $V_*' \sim \delta^3$ )

$$\Delta T_{кр3} = (c' \lambda')^{1/4} \rho'^{3/16} \Delta T_{кр3} / g^{2/16} \sigma^{7/16} T''^{1/2}. \quad (8)$$

В общем случае этот критерий зависит от отношения линейных масштабов (4) и (5), а также числа Прандтля, характеризующего неподобие распространения тепловых и механических возмущений в жидкости.

Безразмерное отношение лапласовской постоянной к радиусу зародыша в данном случае следует строить так, чтобы исключить искомую

величину  $\Delta T_{кр3}$ . Соответствующий критерий подобия имеет вид

$$\delta = r\rho''/g^{5/16}\sigma^{1/16}\rho^{9/16}(c'\lambda')^{1/4}T''^{1/2}. \quad (9)$$

В таблице приведены экспериментальные данные о критическом температурном напоре непосредственного перехода от однофазной свободной конвекции к пленочному кипению на горизонтальных трубах большого диаметра ( $D_{тр} \geq 10$  мм) из мельхиора, молибдена и нержавеющей стали.

На трубках малого диаметра наблюдается некоторое уменьшение  $\Delta T_{кр3}$ .

На рис. 1 показаны данные опытов по перегревам перед вскипанием для бензола и этанола, построенные в безразмерных координатах; здесь проведена разграничительная линия, выше которой вскипание приводило к установлению на поверхности пленочного кипения, ниже — пузырькового кипения.

На рис. 2 приведены безразмерные параметры таких разграничительных линий для столь разнородных веществ как калий, цезий, этанол и бензол. Максимальное расхождение 20%. Для неметаллических жидкостей наблюдается некоторое увеличение  $\Delta T_{кр3}$  с ростом  $P_r$ .

**Влияние метастабильности пристенного слоя на первую критическую плотность теплового потока.** При низких давлениях имеет место заметный отвод тепла через жидкость даже при тепловых потоках, близких

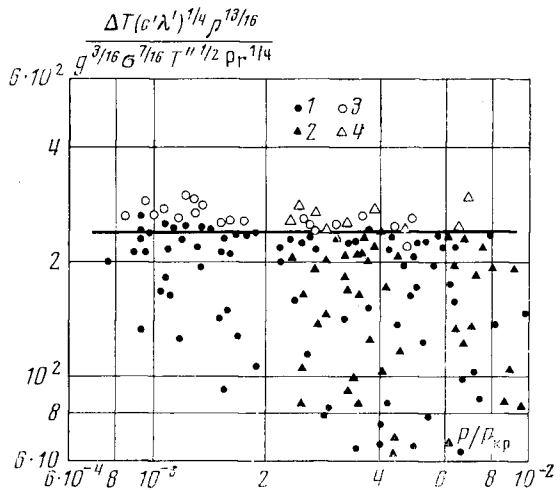


Рис. 1. Обработка экспериментальных данных по перегревам перед вскипанием: 1, 2 — переход к пузырьковому кипению для этанола и бензола, 3, 4 — переход к пленочному кипению для этанола и бензола

Вещество	Интервал давлений, бар	$\Delta T_{кр3}$ , К
Бензол	0,1–0,5	~100
Калий	0,01–1,5	~130
Цезий	0,05–1,8	~145
Этанол	0,05–0,4	96–83

к условиям развитого гидродинамического кризиса. Особенно значителен этот эффект в кипящих металлах [5].

Дополнительный тепловой поток, отводимый в момент кризиса через жидкость, определим по схеме теплового удара, т. е. положим

$$q_m \sim \Delta T_m (\lambda' c' \rho' / t)^{1/2}, \quad (10)$$

здесь  $\Delta T_m$  — разность температур, определяющая отвод тепла в толщу жидкости.

Гидродинамический кризис кипения обусловлен нарушением устойчивости структуры граничного двухфазного слоя возникающими в нем возмущениями в результате взаимодействия динамического напора пара, поверхностного натяжения и силы тяжести. Поэтому можно допустить, что в формуле (10) характерное время смены тепловых импульсов имеет

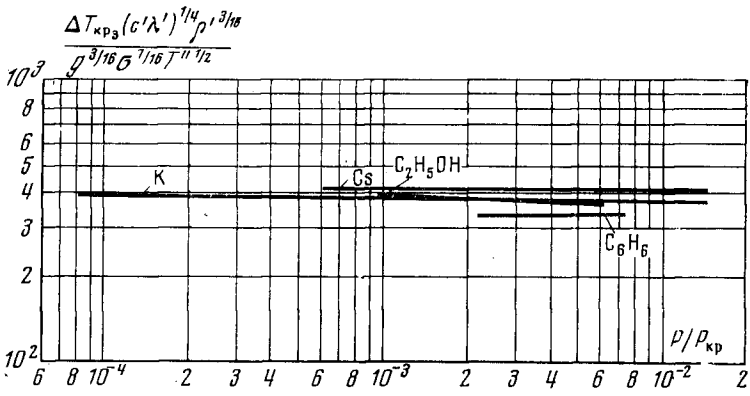


Рис. 2. Минимальные перегревы, при которых вскипание приводит к пленочному кипению (обработка опытных данных)

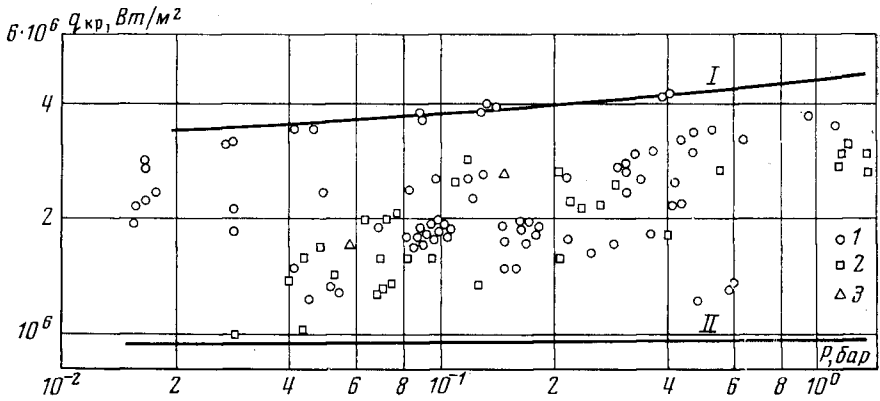


Рис. 3. Опытные данные по критическим тепловым потокам при кипении натрия: 1 — данные [5]; 2 — данные Найса и Лурье (*R. Noyes, H. Lurie. Proc. 3 Intern. Heat Transfer Conf., Chicago, Aug., 5, 92, 1966*); 3 — данные Кесвела и Бальшисера (*B. Caswell, R. Balzhiser. Chem. Engng. Progr. Symp. Ser., 62, № 64, 41, 1966*); I — по (16); II — расчетная кривая при  $\Delta T_{крз} = 3,8 \cdot 10^2$  для минимальных тепловых потоков, при которых вскипание приводит к пленочному кипению

порядок времени пробега капиллярных волн

$$t \sim \frac{\delta}{(g\delta)^{1/2}} \sim \frac{\sigma^{1/4}}{g^{3/4}(\rho' - \rho'')^{1/4}}. \quad (11)$$

Подставляя это значение  $t$  и полагая  $\Delta T_m \sim \Delta T_{крз}$ , имеем

$$q_m \sim g^{9/16} T''^{1/2} (\lambda' c')^{1/4} \sigma^{5/16} \rho'^{7/16} \cdot [1 - (\rho''/\rho')]^{1/8}. \quad (12)$$

Поскольку рассматриваемый отвод тепла заметно проявляется только при низких давлениях  $\rho'' \ll \rho'$ , то практически можно пользоваться критерием

$$\tilde{q}_m = q_m / g^{9/16} T''^{1/2} (\lambda' c')^{1/4} \sigma^{5/16} \rho'^{7/16}. \quad (13)$$

Суммарный критический тепловой поток при гидродинамическом кризисе в большом объеме свободно конвектирующей жидкости при температуре насыщения определим как

$$q_{кр1} = q_{кр10} + q_m, \quad (14)$$

где

$$q_{кр10} = kr \rho''^{1/2} [g \sigma (\rho' - \rho'')]^{1/4} \quad (15)$$

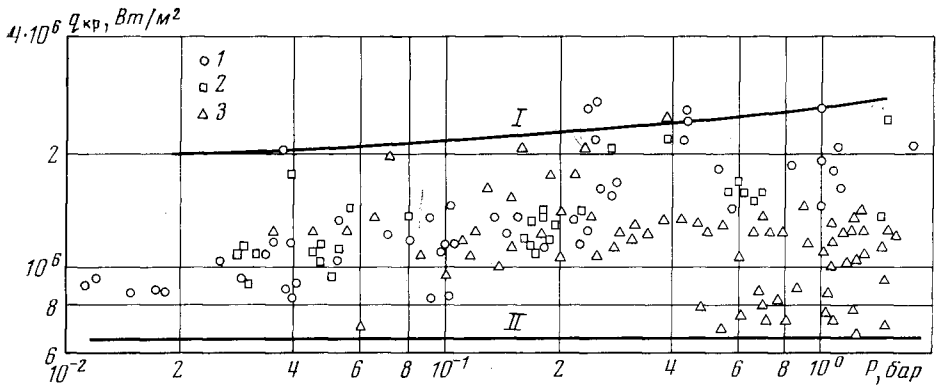


Рис. 4. Опытные данные по критическим тепловым потокам при кипении натрия: 1 – данные [5]; 2 – данные Бальшисера (*R. E. Balzhiser. Proc. 3 Annual Conf. on High-Temp., Liquid – Metal Heat Transfer Technol., Sept. 1963, ORNL-3605*); 3 – данные авторов; I – по (16); II – расчетная кривая при  $\Delta T_{кр3} = 3,8 \cdot 10^2$  для минимальных тепловых потоков, при которых вскипание приводит к пленочному кипению

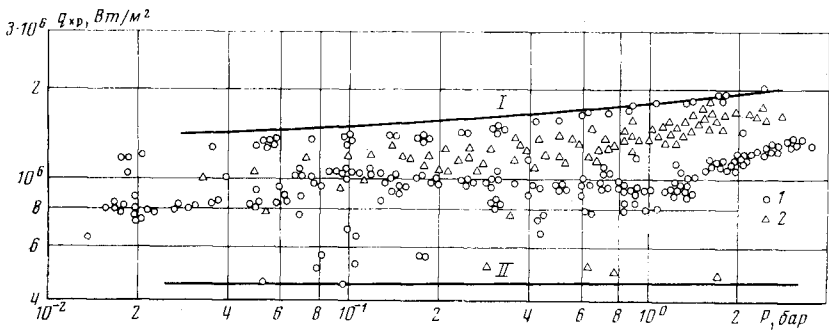


Рис. 5. Опытные данные по  $q_{кр}$  при кипении цезия: 1 – данные [5]; 2 – данные авторов; I – по (16); II – расчетная кривая при  $\Delta T_{кр3} = 3,8 \cdot 10^2$  для минимальных тепловых потоков, при которых вскипание приводит к пленочному кипению

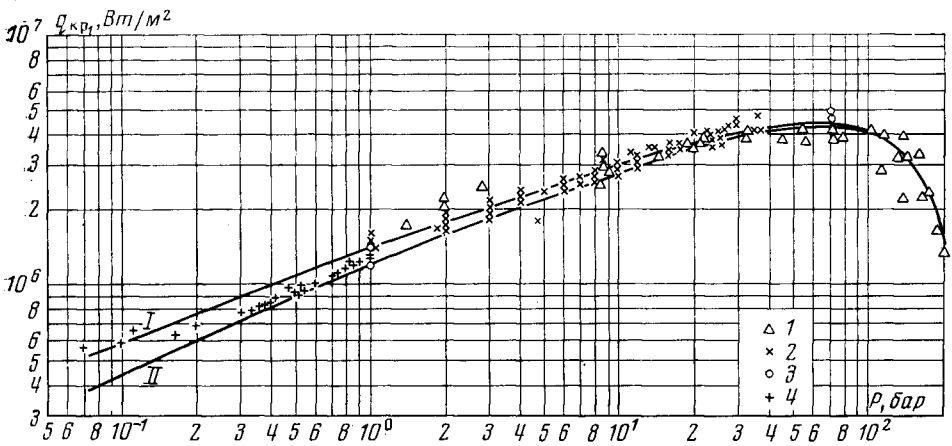


Рис. 6. Опытные данные по  $q_{кр}$ , для воды: I – данные Казаковой (*Е. А. Казакова. В сб. Вопросы теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества. Госэнергоиздат, М.–Л., 1953, стр. 92*); 2 – данные Морозова (*В. Г. Морозов. Котлотурбостроение. Тр. ЦКТИ, 58, 64, 1965*); 3 – данные Гогонина (*И. И. Гогонин. Канд. дисс. Новосибирск, 1966*); 4 – данные [4]; I – по (17); II – по (15) при  $k=0,14$

— первый критический тепловой поток, обусловленный чисто гидродинамическим механизмом [2].

Имеющиеся экспериментальные данные по критическим тепловым потокам при развитом кипении щелочных металлов удовлетворительно согласуются с рассмотренной моделью при значениях  $\tilde{q}_m=170$  и  $k=0,14$ , т. е. при числах  $Pr \ll 1$ ,

$$q_{кр1} \approx 0,14r\rho''^{1/2} [\sigma g(\rho' - \rho'')]^{1/4} + 170g^{9/16} T''^{1/2} (\lambda' c')^{1/4} \sigma^{5/16} \rho''^{1/16}. \quad (16)$$

На рис. 3, 4, 5 дано сопоставление расчетов с экспериментальными данными для натрия, калия и цезия.

В неметаллических жидкостях данный эффект существенно слабее и, по-видимому, зависит от степени неподобия распространения теплового и механического импульсов в метастабильном слое жидкости. По имеющимся опытным данным при  $Pr > 1$

$$q_{кр1} \approx 0,14r\rho''^{1/2} [\sigma g(\rho' - \rho'')]^{1/4} + 50Pr^{-1/4} g^{9/16} T''^{1/2} (\lambda' c')^{1/4} \sigma^{5/16} \rho''^{1/16}. \quad (17)$$

На рис. 6 дано сопоставление расчетов по последней формуле с данными о первой критической плотности теплового потока при свободной конвекции воды.

Институт теплофизики  
СО АН СССР

Поступила в редакцию  
10 XI 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. П. Авксентюк, Г. И. Бобрович, С. С. Кутателадзе, В. Н. Москвичева. ПМТФ, № 1, 69, 1972.
2. С. С. Кутателадзе. ЖТФ, 20, № 11, 1389, 1950.
3. М. С. Плезет, С. А. Цвик. В сб. Вопросы физики кипения. «Мир», 1965.
4. Н. Н. Мамонтова. ПМТФ, № 3, 140, 1966.
5. В. И. Субботин, Д. Н. Сорокин, Д. М. Овечкин, А. П. Кудрявцев. Теплообмен при кипении металлов в условиях естественной конвекции. «Наука», 1969.