

УДК 536.2

КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВЫЙ ПОТОК И ПЕРВЫЙ КРИЗИС ПРИ КИПЕНИИ НА НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ОРЕБРЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А. В. ОВСЯННИК

*Учреждение образования «Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого»,
Республика Беларусь*

Проблема интенсификации теплоотдачи при кипении в различных теплообменных аппаратах испарительного типа продолжает оставаться актуальной и в настоящее время. Это связано со снижением металлоемкости и повышением надежности поверхностей нагрева, термостатированием различных элементов энерготехнологических установок, воспринимающих большие тепловые потоки, охлаждением элементов микроэлектронной техники и т. д. Все это требует разработки новых и совершенствования существующих методов интенсификации теплообмена, обеспечивающих как высокие коэффициенты теплоотдачи, так и отвод тепловых потоков большой мощности. Однако последнее обстоятельство приводит к тому, что большие тепловые потоки могут привести к наступлению кризиса кипения, «запариванию» поверхности, снижению отводимых тепловых потоков, снижению интенсивности теплоотдачи и перегреву теплоотдающей поверхности. Для исключения этих факторов применяют различные методы, позволяющие затягивать наступление кризиса кипения, и одним из этих методов является оребрение поверхности высокими ребрами.

При кипении жидкостей на неизотермических оребренных поверхностях вследствие падения температуры от основания к вершине ребра местные температурные напоры по высоте ребра могут соответствовать различным режимам кипения, поэтому на поверхности ребра могут существовать развитый пузырьковый и переходный режимы кипения. В сочетании с эффектом развития поверхности теплообмена через основание ребра могут быть переданы тепловые потоки плотностью в несколько раз превышающие первую критическую при умеренных температурных напорах. В связи с этим применение оребренных поверхностей для отвода тепловых потоков высокой плотности в кипящую жидкость представляет значительный интерес. Таким образом, при кипении на ребрах кризис теплоотдачи наступает при гораздо более высоких значениях тепловых потоков, т. е. плотность критического теплового потока $q_{кр}$ возрастает [5], [6].

Определение $q_{кр}$, как правило, проводится экспериментально, что часто связано с большими трудностями, а аналитические зависимости, полученные на основе моделирования, относятся к ребрам либо простейшей формы (прямоугольным), либо очень громоздки [4], что не позволяет их применять в инженерных расчетах.

В [5] на основе модельных представлений теплообмена при развитом пузырьковом кипении была получена зависимость, позволяющая определять интенсивность теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{ж}} a_{\text{ж}} Ja^2 c_{\text{ж}}}{2\pi r} \right),$$

или

$$\alpha_* = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{ж}}^2 a_{\text{ж}} c_{\text{ж}}^3}{\pi r r_*^2 \rho_{\text{н}}} \right) \vartheta^2. \quad (1)$$

Кризис кипения наступает при условии $q = q_{\text{max}} = q_{\text{кр}}$ и $\frac{dq_{\text{кр}}}{d\vartheta_{\text{кр}}} = 0$. Таким образом,

$$q = \alpha_* \cdot \vartheta = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{ж}}^2 a_{\text{ж}} c_{\text{ж}}^3}{\pi r r_*^2 \rho_{\text{н}}} \right) \vartheta^3, \quad (2)$$

и для критической плотности теплового потока можно записать (при подходе к q_{max} слева на рис. 1) [5]:

$$q_{\text{кр}} = \alpha_* \cdot \vartheta_{\text{кр}} = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{ж}}^2 a_{\text{ж}} c_{\text{ж}}^3}{\pi r r_*^2 \rho_{\text{н}}} \right) \vartheta_{\text{кр}}^3. \quad (3)$$

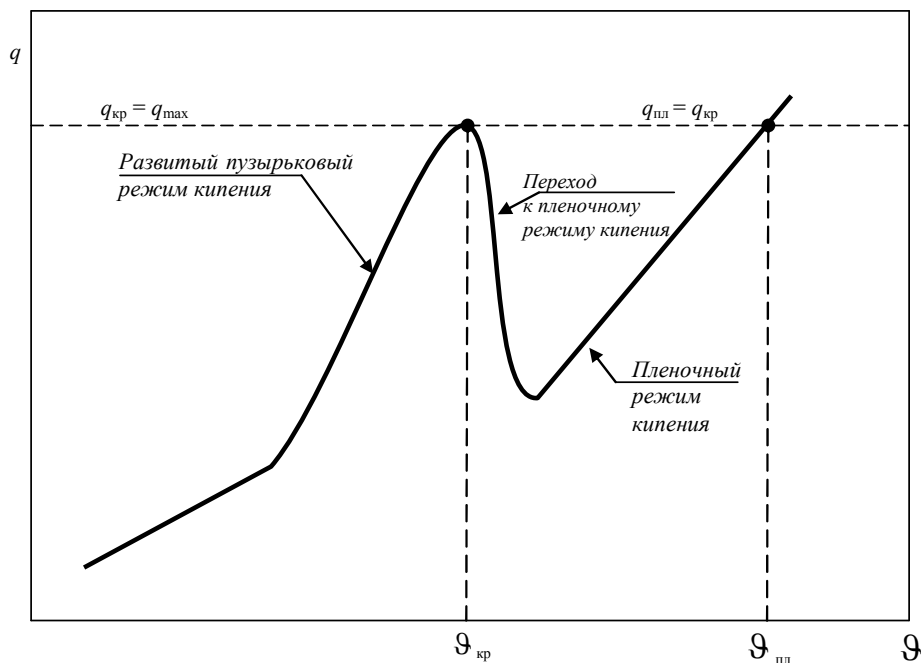


Рис. 1. Кривая кипения

При пленочном кипении при определенных условиях (значительных температурных напорах) тепловой поток может сравняться с первым критическим тепловым потоком, и тогда на основании этого при подходе к q_{max} справа для вертикальной стенки или горизонтальной трубы в условиях свободной конвекции и ламинарного движения паровой пленки плотность теплового потока при пленочном режиме $q_{\text{пл}}$ запишется [8]:

$$q_{пл} = q_{кр} = \sqrt[4]{\frac{\lambda_{п}^3 \rho_{п} r_* \rho_{ж} g}{\mu_{п} \vartheta_{пл} d}} \vartheta_{пл},$$

или

$$q_{пл} = q_{кр} = \sqrt[4]{C^3 \frac{\lambda_{п}^3 \rho_{п} r_* \rho_{ж} g}{\mu_{п} d}} \vartheta_{кр}^{\frac{3}{4}}, \quad (4)$$

где $C = \frac{\vartheta_{пл}}{\vartheta_{кр}}$.

Приравняв правые части уравнений (3) и (4), получим:

$$\frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{ж}^2 a_{ж} c_{ж}^3}{\pi r r_*^2 \rho_{п}} \right) \vartheta_{кр}^3 = \sqrt[4]{C^3 \frac{\lambda_{п}^3 \rho_{п} r_* \rho_{ж} g}{\mu_{п} d}} \vartheta_{кр}^{\frac{3}{4}}. \quad (5)$$

После преобразований уравнение (5) примет вид:

$$\vartheta_{кр}^{\frac{9}{4}} = \left(C^{\frac{3}{4}} \sqrt[4]{\frac{\lambda_{п}^3 \rho_{п} r_* \rho_{ж} g}{\mu_{п} d}} \right) \left(\frac{\pi^2 d_0^2 r r_*^2 \rho_{п}}{2\varphi \gamma^2 \rho_{ж}^2 a_{ж} c_{ж}^3} \right). \quad (6)$$

Выражение (6) можно записать в виде:

$$\vartheta_{кр} = \sqrt[3]{C} \frac{\lambda_{п}^{0,33} g^{0,1} (\pi d_0)^{0,9} d^{0,33} r_* \rho_{п}^{0,5}}{1,87 \mu_{п}^{0,1} \varphi^{0,45} \gamma^{0,9} \rho_{ж}^{0,78} a_{ж}^{0,45} c_{ж}^{1,33}}. \quad (7)$$

Из уравнений (3) и (7) можно получить зависимости для определения коэффициента теплоотдачи при первом кризисе кипения $\alpha_{кр}$ и критической плотности теплового потока $q_{кр}$:

$$\alpha_{кр} = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{ж}^2 a_{ж} c_{ж}^3}{\pi r r_*^2 \rho_{п}} \right) \vartheta_{кр}^2, \quad (8)$$

$$q_{кр} = \alpha_{кр} \cdot \vartheta_{кр} = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{ж}^2 a_{ж} c_{ж}^3}{\pi r r_*^2 \rho_{п}} \right) \vartheta_{кр}^3, \quad (9)$$

или

$$\alpha_{кр} = A \vartheta_{кр}^2 \text{ и } q_{кр} = A \vartheta_{кр}^3,$$

где $A = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{ж}^2 a_{ж} c_{ж}^3}{\pi r r_*^2 \rho_{п}} \right)$.

Проведя подстановки и преобразования, получим:

$$\alpha_{кр} = \sqrt[3]{C^2} \frac{\varphi \gamma^{0,2} \lambda_{п}^{0,66} g^{0,2} \rho_{ж}^{0,44} a_{ж}^{0,1} c_{ж}^{0,34}}{0,875 (\pi d_0)^{0,2} \mu_{п}^{0,2} d^{0,34}}; \quad (10)$$

$$q_{\text{кр}} = C \frac{0,61\varphi(\pi d_0)^{0,7} \lambda_{\text{п}}^{0,99} g^{0,3} r_* \rho_{\text{п}}^{0,5}}{\gamma^{0,7} \rho_{\text{ж}}^{0,34} a_{\text{ж}}^{0,35} c_{\text{ж}}^{0,99} \mu_{\text{п}}^{0,3}}, \quad (11)$$

где d_0 – отрывной диаметр парового пузыря; $\lambda_{\text{п}}$, $\rho_{\text{п}}$, $\mu_{\text{п}}$ – теплопроводность, плотность и динамическая вязкость пара соответственно при температуре пара; $\rho_{\text{ж}}$, $a_{\text{ж}}$, $c_{\text{ж}}$ – плотность, температуропроводность и теплоемкость жидкости соответственно при температуре насыщения; r_* – удельная теплота парообразования; d – характерный линейный размер теплоотдающей поверхности; φ – паросодержание у теплоотдающей поверхности; γ – коэффициент, зависящий от краевого угла смачивания; g – ускорение свободного падения.

По формуле (8) было рассчитано значение коэффициента C при кипении воды при давлении 0,1 МПа. Величина перегрева поверхности при критическом режиме при этом давлении составляет 25–30 К [7]. Теплофизические свойства пара и жидкости, геометрические характеристики поверхности и внутренние характеристики процесса кипения при этом составляют: $d_0 = 15 \cdot 10^{-4}$ м; $d = 0,035$ м; $r_* = 2257 \cdot 10^3$ Дж/кг; $\rho_{\text{п}} = 0,5896$ кг/м³; $\varphi = 0,5$; $\gamma = 0,07$; $\mu_{\text{п}} = 12,28 \cdot 10^{-6}$ Па·с; $\rho_{\text{ж}} = 958,6$ кг/м³; $c_{\text{ж}} = 4216$ Дж/кг·К; $a_{\text{ж}} = 1,69 \cdot 10^{-7}$ м²/с.

Расчеты показывают, что при этих условиях значение коэффициента $C = 5,30 \cdot 10^2$, коэффициент теплоотдачи при первом кризисе кипения $\alpha_{\text{кр}} = 36,9$ кВт/м²·К; критическая плотность теплового потока $q_{\text{кр}} = 1015$ кВт/м².

Преимуществом формулы (11) является то, что критическая плотность теплового потока может быть определена прямым расчетным путем по теплофизическим свойствам пара и жидкости, геометрическим характеристикам поверхности и внутренним характеристикам процесса кипения без проведения экспериментов, в то время как существующие теоретические зависимости [7] требуют знания некоторых параметров, получение которых крайне затруднительно или требует дополнительных исследований. Например, температура предельного перегрева жидкости в зависимости, представленной в [7], требует знания температуры стенки, что не всегда возможно.

Анализ формулы (11) показывает, что критическая плотность теплового потока является величиной, зависящей от многих факторов, основными из которых являются объемная теплота парообразования ($r_* \rho_{\text{п}}$) и теплопроводность пара ($\lambda_{\text{п}}$). Чем больше объемная теплота парообразования, тем выше плотность теплового потока при одинаковых объемах получаемого пара. Поэтому чем больше $r_* \rho_{\text{п}}$, тем при прочих равных условиях выше $q_{\text{кр}}$. Коэффициент теплопроводности $\lambda_{\text{п}}$ оказывает влияние на тепловую проводимость пленки пара, образующейся у теплоотдающей поверхности, и с увеличением $\lambda_{\text{п}}$ увеличивается количество теплоты, переносимой паровой фазой, следовательно, увеличивается и $q_{\text{кр}}$.

Заключение

Получены расчетные соотношения, позволяющие определять критические параметры (коэффициент теплоотдачи, плотность теплового потока и температурный напор) при первом кризисе кипения для различных жидкостей.

Литература

1. Ягов, В. В. Исследование кипения жидкостей в области низких давлений : автореф. дис. ... канд. тех. наук : 01.04.14 / В. В. Ягов ; Моск. энергет. ин-т. – Москва, 1971. – 34 с.
2. Ягов, В. В. Теплообмен при развитом пузырьковом кипении жидкостей / В. В. Ягов // Теплоэнергетика. – 1988. – № 2. – С. 4–9.
3. Ягов, В. В. Научное наследие Д. А. Лабунцова и современные представления о пузырьковом кипении / В. В. Ягов // Теплоэнергетика. – 1995. – № 3. – С. 2–10.
4. Ковалев, С. А. Расчетно-теоретическое исследование устойчивости пузырькового кипения и пульсаций температуры стенки, обогреваемой горячей жидкостью / С. А. Ковалев, С. В. Усатиков // ИФЖ. – 1988. – Т. 55, № 5. – С. 803–810.
5. Овсянник, А. В. Интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей на неизотермической поверхности / А. В. Овсянник // Холодильн. техника и технология. – 2004. – № 4 (90). – С. 40–44.
6. Овсянник, А. В. Теплообмен при кипении на развитых поверхностях / А. В. Овсянник. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2004. – 371 с.
7. Исаченко, В. П. Теплопередача / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. – 4-е изд. – Москва : Энергоиздат, 1981. – 416 с.
8. Кутателадзе, С. С. Основы теории теплообмена / С. С. Кутателадзе. – Москва : Атомиздат, 1979. – 415 с.

Получено 20.04.2010 г.