

ВЛИЯНИЕ ВЯЗКОСТИ НА КРИЗИС ОБЪЁМНОГО КИПЕНИЯ НА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ НАГРЕВАТЕЛЯХ

АННОТАЦИЯ

В статье излагается приближенная модель, объясняющая необычную зависимость критического теплового потока (КТП) при кипении на горизонтальных нагревателях от недогрева жидкости, полученную в экспериментах Элькассабжи и Линарда, влиянием переменности вязкости жидкости. Модель опирается на обоснованное в прежних работах авторов настоящей статьи предположение о том, что в предельном случае больших недогревов теплоотвод от поверхности горизонтальных нагревателей управляется механизмом нестационарной теплопроводности к объёму недогретой жидкости.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] авторами представлена модель кризиса кипения недогретой жидкости на горизонтальных цилиндрических нагревателях в условиях свободного движения («в большом объеме»). В её основе лежит предположение о том, что в предельном случае высоких недогревов жидкости до температуры насыщения поверхность парового blankets (парожидкостного слоя) не пересекается потоком массы, тепло в объём жидкости отводится с помощью механизма нестационарной теплопроводности. Под паровым blankets находится жидкая макроплёнка, которая сохраняется на поверхности нагревателя до наступления кризиса кипения (см. рис. 1).

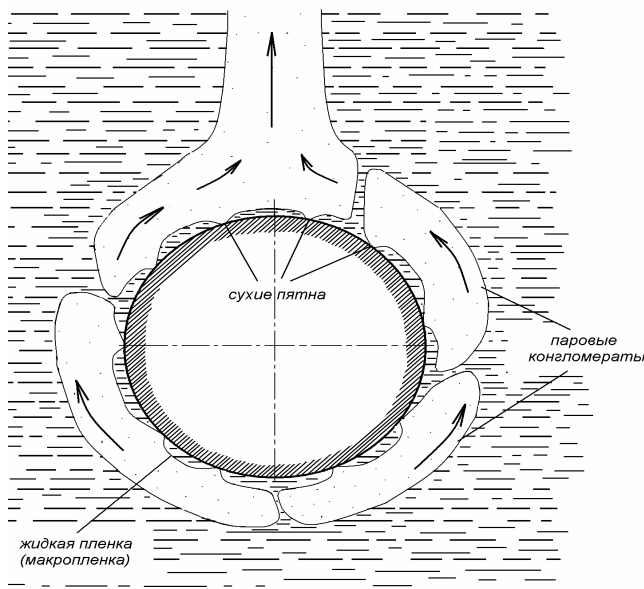


Рис. 1. Предполагаемая структура двухфазного слоя при кипении недогретой жидкости на поверхности горизонтального цилиндрического нагревателя

Соответствующая этому пределу критическая плотность теплового потока выражается формулой:

$$q = k_1 \frac{\lambda \Delta T_{sub}}{\sqrt{at}},$$

где k_1 – числовой коэффициент, учитывающий увеличение плотности теплового потока на цилиндрической поверхности в сравнении с плоской, для которой $k_1 = 1$. Согласно [1] для условий, в которых проводились известные опытные исследования кризисов кипения недогретой жидкости на горизонтальных проволочках и трубках малого диаметра, вполне можно использовать приближение плоской поверхности.

В [2] показано, что единственным характерным временем процесса, которое может обеспечить наблюдаемые в опытах критические тепловые потоки, является время прохождения объёма пара в парожидкостном слое (в blankets) вдоль поверхности нагревателя. Скорость пара в пренебрежении влиянием вязкости определяется как

$$u_G = \sqrt{gd\Delta\rho/\rho_G}, \quad (1)$$

а искомое характерное время как

$$t_0 = (\pi/\sqrt{2})\sqrt{d\rho_G/(g\Delta\rho)}.$$

Итоговое соотношение для КТП в пределе больших недогревов жидкости

$$q_{cr.sub} = k_0 \sqrt{\rho_L C_p \lambda \Delta T_{sub}} \left(\frac{g\Delta\rho}{d\rho_G} \right)^{1/4} \quad (2)$$

не потребовало даже коррекции числового множителя. Как показано в [2] на основе сопоставления с большим массивом экспериментальных данных, для него может быть сохранено следующее из модели значение $k_0 = 1.07$.

Для произвольных недогревов предложена интерполяционная формула

$$q_{cr} = \frac{q_{cr.sat}}{(1 + h_{LG}\Delta T_{sub}/c_p)} + q_{cr.sub}, \quad (3)$$

которая даёт точную асимптоту ($q_{cr} = q_{cr.sat}$) при $\Delta T_{sub} = 0$ и отражает убывающую роль механизма кризиса кипения насыщенной жидкости при больших недогревах. Для расчёта КТП при кипении насыщенной жидкости использовался результат модели кризиса как результата роста сухих пятен, предложенной в работе [7]. Детальное обоснование модели и сопоставление результатов расчета по (2) и (3) с доступными опытными данными представлено в [2]. Там же дается качественный анализ опытных результатов Элькассабжи и Линарда [3], отличающихся от всех известных результатов других исследователей.

Авторы [3] выделяют три различных режима зависимости КТП от недогрева. Первый из них, относящийся к малым недогревам, характеризуется линейным ростом КТП с возрастанием недогрева жидкости. Это вполне согласуется с результатами других исследований как предшествовавших работе [3], так и более поздних. В области «умеренных» недогревов наблюдалась более слабая зависимость КТП от величины недогрева. Но, как пишут авторы [3], «наиболее драматический сюрприз ожидал их в области высоких недогревов»: критический тепловой поток достигал «потолка» и не изменялся при дальнейшем возрастании недогрева (см. рис. 2). Такой характер зависимости q_{cr} от ΔT_{sub} наблюдался для четырех различных жидкостей (ацетон, изопропанол, метанол и хладон 113), причем область независимости КТП от недогрева охватывала диапазон в несколько десятков градусов, например, для ацетона от 60 до 130К. Удивительно, что в этом режиме мелкие паровые пузырьки поднимались сквозь недогретую жидкость, не конденсируясь (см. рис. 3). Непосредственно на межфазной поверхности жидкость должна находиться при температуре насыщения, т.е. пузырьки, вероятно, увлекали при отрыве тонкий слой насыщенной жидкости, предотвращавший их конденсацию.



Рис. 2. Характерная зависимость КТП от недогрева для объемного кипения изопропанола при диаметре нагревателя 1.042 мм. Точки – экспериментальные данные работы [3], линия – расчёт по формулам (2)–(4)

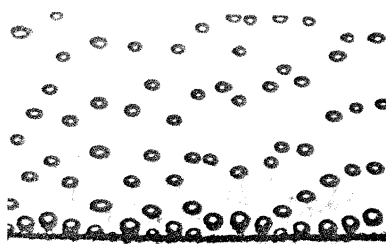


Рис. 3. Режим кипения изопропанола при недогреве 114.2°C на нагревателе диаметром 0.814 мм

Ничего похожего не наблюдалось в экспериментальных работах [4–7], в которых достигались почти вдвое большие недогревы жидкости, чем в [3], в том числе в [7] при кипении хладона 113.

Авторы [3] объясняют свои результаты достиганием предельной скорости испарения. Такое объ-

яснение принять невозможно, поскольку, по их же собственной оценке, фактическая скорость испарения составляла около одного процента от предельной величины, определяемой молекулярной кинетикой. К тому же в экспериментах других авторов достигались скорости испарения, в несколько раз более высокие. На наш взгляд, объяснение результатов [3] следует искать во влиянии вязкости жидкости.

2. ВЛИЯНИЕ ГРАДИЕНТА ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ

Вязкость жидкостей на линии насыщения при не очень низких давлениях мала и изменяется для различных жидкостей в достаточно узких пределах. Этим, в частности, как показано в [8], объясняется совпадение опытных данных о КТП с расчетом по известной формуле С.С. Кутателадзе. На этом строилось и использованное в [1, 2] допущение о невязком движении пара в blankets на границе с жидкостью.

Вместе с тем, эксперименты работы [3] отличались от других подобных исследований именно необычно большими градиентами вязкости жидкости у поверхности нагревателя. Для получения высоких значений недогрева в них использовался термостат, заполненный смесью изопропанола с сухим льдом. Вязкость различных исследованных жидкостей повышалась в сравнении с ее значением при температуре насыщения в 4–18 раз, что предопределяло большие сдвиговые напряжения на границе парового blankets с жидкостью и, вероятно, ламинарный режим обтекания поднимающихся в жидкости пузырьков. Числа Рейнольдса, построенные по характерной скорости, рассчитанной по формуле (1) нашей модели и диаметру нагревателей, составляли от $2.7 \cdot 10^3$ до $2.3 \cdot 10^4$.

Очевидно, специфика условий опытов работы [3] состояла именно в больших градиентах вязкости на границе жидкости с паровым blankets, поскольку на самой межфазной границе температура жидкости равна T_s , и соответствующая ей вязкость достаточно мала. Эти соображения позволяют обосновать вид поправки к формуле (2) на влияние градиента вязкости. Уравнение движения в проекции на направление течения в приближении пограничного слоя имеет вид:

$$\rho_L \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \rho_L g_y.$$

Переходя в вязкостном члене от производных к характерным конечным разностям, получаем:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial \mu}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y} \approx \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \left(1 + \frac{\Delta \mu}{\mu} \right).$$

Множитель в круглой скобке в последнем выражении определяет, очевидно, специфику течения при сильном изменении вязкости поперек потока.

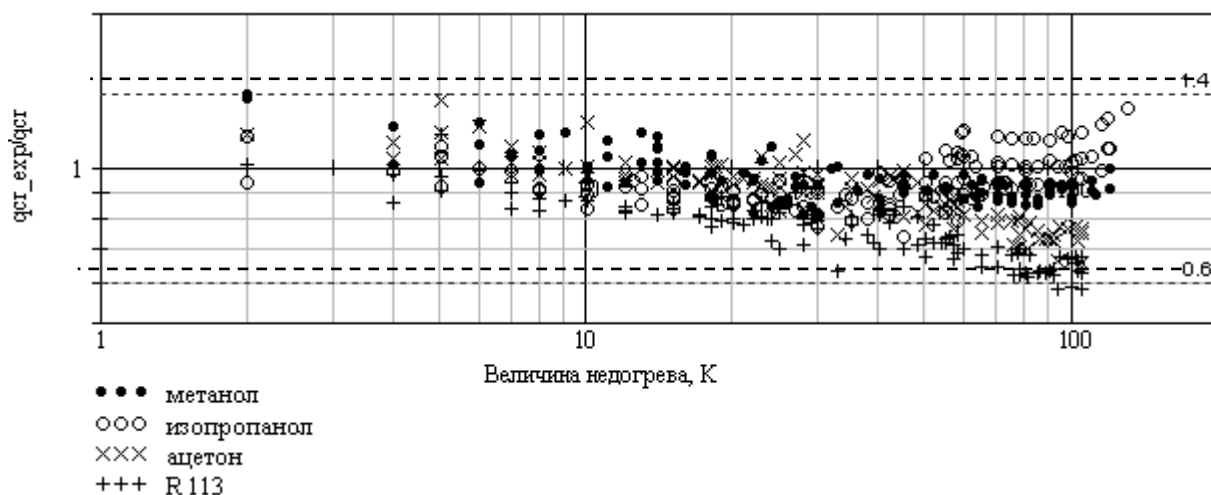


Рис. 4. Сопоставление результатов расчёта по формулам (2)–(4) с экспериментальными данными работы [3]

Таким образом, поправка к скорости, определяемой формулой (1), имеет вид:

$$(1 + k(\mu_L - \mu_S)/\mu_S),$$

где k – числовой множитель, учитывающий приближенность преобразований.

Легко видеть, что использование этой поправки ведет к появлению в формуле (2) дополнительного множителя, так что скорректированное выражение для КТП приобретает вид:

$$q'_{cr.sub} = q_{cr.sub} \left(1 + k \frac{\mu_L - \mu_S}{\mu_S} \right)^{-0.5}, \quad (4)$$

где $q_{cr.sub}$ рассчитано по формуле (2).

Сопоставление результатов расчёта КТП по этой формуле с экспериментальными данными работы [3] показало вполне удовлетворительное согласие при $k=1.7$. Как видно из рис. 2, кривая, рассчитанная по уравнениям (3) и (2) с учетом поправки (4), хорошо воспроизводит опытную зависимость КТП для изопропанола во всем исследованном диапазоне значений недогрева. Рис. 4 представляет результаты сравнения расчетов по изложенной методике со всеми опытными данными Элькассабжи и Линарда. Большинство опытных точек для всех четырех жидкостей согласуется с расчетом с погрешностью $\pm 20\%$. Однако опытные значения КТП при кипении хладона R-113 при больших значениях недогрева лежат ниже расчетной кривой на 30–40%. Причиной этого может быть как приближенность расчетной модели, так и специфика этой жидкости. Известно, что хладон R-113 хорошо растворяет воздух. Поскольку со снижением температуры жидкости растворимость воздуха повышается, это могло влиять на опытные значения КТП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель кризиса кипения недогретой жидкости на поверхности горизонтальных цилиндрических нагревателей, предложенная авторами ранее [1, 2],

успешно применена для объяснения необычных результатов опытных исследований [3].

Достижение некоторого предельного уровня критической тепловой нагрузки при больших недогревах жидкости обусловлено влиянием значительных градиентов вязкости жидкости, вызывающих снижение скорости обновления жидкости на межфазной поверхности жидкость - паровой blanket.

Несмотря на приближенность модели, она дает, несомненно, более реалистичное объяснение опытным результатам работы [3], чем собственная интерпретация авторов этих исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант №04-02-16387а, и государственной поддержке исследований, проводимых ведущими научными школами, грант № НШ-7763.2006.8.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- c_p – изобарная теплоёмкость, Дж/(кг·К);
 - d – диаметр нагревателя, м;
 - g – ускорение свободного падения, м/с²;
 - h_{LG} – теплота парообразования, Дж/кг;
 - p – давление, Па;
 - q – плотность теплового потока, Вт/м²;
 - T – температура, К;
 - $\Delta T_{sub} = T_S - T_L$, К;
 - t_0 – характерное время процесса, с;
 - u – скорость, м/с;
 - y – поперечная координата в парожидкостном слое, м;
 - λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);
 - μ – динамический коэффициент вязкости, Па·с;
 - ρ – плотность, кг/м³; $\Delta\rho = \rho_L - \rho_G$.
- Индексы:
- cr – критический;
 - G – пар;
 - L – жидкость;
 - S, sat – насыщение;
 - sub – недогрев;
 - ' – с учётом поправки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Лексин М.А., Ягов В.В.** Модель кризиса кипения на горизонтальных цилиндрических нагревателях при свободном движении недогретой жидкости // Труды XV школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках». М.: Издательство МЭИ, 2005. Т.1. С. 233–236.
2. **Ягов В.В., Лексин М.А.** Кризис кипения недогретой жидкости на горизонтальных цилиндрических нагревателях // Теплоэнергетика. 2006. №4. С. 15 – 22.
3. **Elkassabgi Y., Lienhard J.H.** Influences of subcooling on burnout of horizontal cylindrical heaters // ASME Journal of Heat Transfer 110 (1988). No.2. P. 479–486.
4. **Kutateladze S.S., Bobrovich G.I., Gogonin I.I., Mamontova N.N., Moskvicheva V.N.** The critical heat flux at the pool boiling of some binary liquid mixtures // Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf., Chicago. 1966. Vol.3. P.149–159
5. **Sakurai A, Shiotsu M., Hata K., Fukuda K.** The mechanism of flow boiling critical heat flux on a vertical cylinder and a short tube with upward flowing highly subcooled water. NURETH-9, San Francisco, California. 1999. P.1–36
6. **Fukuda K., Sakurai A.** Effects of diameters and surface conditions of horizontal test cylinders on subcooled pool boiling CHF's with two mechanisms depending on subcooling and pressure // Proc. 12th Int. Heat Transfer Conf., Grenoble, France. 2002. P. 611–616.
7. **Inoe T., Kawae N., Monde M.** Effect of subcooling on critical heat flux during pool boiling on a horizontal heated wire // Heat and Mass Transfer 33 (1998). P. 481–488.
8. **Ягов В.В.** О механизме кризиса кипения в большом объеме // Теплоэнергетика. 2003. № 3. С. 2–10.