

УДК 536.248.2

ВЛИЯНИЕ НЕДОГРЕВА ВОДЫ ДО ТЕМПЕРАТУРЫ НАСЫЩЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИЗИСА КИПЕНИЯ ПРИ БЫСТРОМ ВОЗРАСТАНИИ МОЩНОСТИ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ

М. И. Делов, К. В. Куценко, А. А. Лаврухин,
М. И. Писаревский, В. Н. Федосеев

В работе представлены экспериментальные результаты по влиянию недогрева воды до температуры насыщения и длительности теплового воздействия на величину максимально допустимой энергии, отводимой хладагентом без наступления кризиса кипения. Кризис кипения в условиях недогрева приводит к разрушению охлаждаемой поверхности. Данная работа может найти применение для расчета систем охлаждения оборудования, работающего в импульсном режиме.

Ключевые слова: импульсный подвод тепла, энергия импульса, кризис кипения, недогрев до температуры насыщения, водяное охлаждение.

Введение. При проектировании и расчете энергетического устройства, работающего в импульсном режиме и охлаждаемого водой (теплообменное оборудование в аварийных режимах, активные зоны водоохлаждаемых ядерных реакторов при реактивностных авариях, системы охлаждения лазерных зеркал и т.д.), возникает два основных вопроса, которые требуют тщательного анализа. Через какое время будет достигнута температура охлаждаемой поверхности, приводящая к ее разрушению? Какое максимальное количество энергии при этом может быть передано в воду?

Известно, что в квазистационарных процессах коэффициент теплоотдачи к теплоносителю значительно увеличивается при переходе к режиму пузырькового кипения, тем не менее, при достижении плотности теплового потока q_{cr1} происходит переход к пленочному режиму (кризис кипения). Такой процесс сопровождается резким умень-

Национальный Исследовательский Ядерный Университет "МИФИ", 115409, Москва, Каширское шоссе, 31; e-mail: : DelovMI@yandex.ru

шением коэффициента теплоотдачи к хладагенту и увеличению температуры теплоотдающей поверхности. При этом возможно разрушение охлаждаемого элемента. Вероятность такого исхода особенно велика в условиях охлаждения устройства недогретой до температуры насыщения (кипения) жидкости T_s .

При увеличении тепловыделения в нестационарных процессах плотность теплового потока может существенно превышать q_{cr1} без наступления кризиса кипения до достижения некоторого интервала времени τ_{cr} , в течение которого интенсивность теплообмена остается достаточно высокой. Таким образом, если длительность теплового воздействия меньше τ_{cr} , то существует реальная возможность охлаждения оборудования без необратимых последствий.

Экспериментальное исследование. Эксперименты проводились на установке [1], которая позволяла исследовать процессы теплообмена в условиях большого объема воды при атмосферном давлении. В качестве рабочего участка использовалась платиновая проволока диаметром $d = 0.1$ мм и длиной $l = 25 - 35$ мм. В экспериментах проводилось измерение перегрева $\Delta T = T_h - T_l$ теплоотдающей поверхности сверх температуры жидкости и плотности теплового потока q_h на поверхности нагревателя от времени τ после резкого увеличения мощности. Исследование проводилось для различных недогревов воды до температуры насыщения $\theta = T_s - T_l$.

Тепловой поток, отводимый с поверхности нагревателя в жидкость, определялся по уравнению теплового баланса в предположении изотермичности нагревателя:

$$q(\tau) = q_h(\tau) - \frac{(c\rho)_h \cdot d}{4} \cdot \frac{d(\Delta T(\tau))}{d\tau}, \quad (1)$$

где $(c\rho)_h = 2.88 \cdot 10^6$ Дж/(м³·К) – удельная теплоемкость платинового нагревателя.

В общем случае уравнение (1) имеет вид:

$$q(\tau) = q_h(\tau) - \frac{(c\rho)_h \cdot V}{S} \cdot \frac{d(\Delta T(\tau))}{d\tau}, \quad (1a)$$

где V – объем нагревателя, S – площадь теплоотдающей поверхности.

Абсолютная погрешность при измерении интервалов времени составляла менее 10^{-7} с, суммарная погрешность при определении генерируемого теплового потока $q_h(\tau)$ не более 5%, перегрева $\Delta T(\tau)$ – 10%, отводимого теплового потока $q(\tau)$ – 15%.

Примеры зависимостей, полученных в результате экспериментов при недогреве $\theta = 10$ К, показаны на рис. 1 и 2. Динамические кривые можно разделить на два типа. К первому типу (рис. 1) относятся те, на которых имеют место колебания температуры около среднего значения в стадии метастабильного кипения от момента закипания

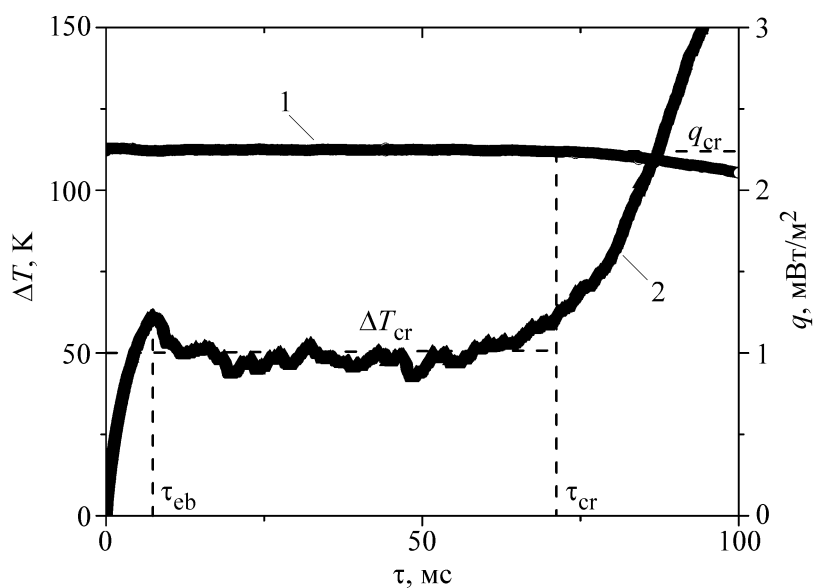


Рис. 1: Экспериментальная зависимость плотности генерируемого теплового потока (1) и перегрева нагревателя (2) от времени при недогреве воды до температуры насыщения $\theta = 10 \text{ K}$ ($q \geq q_{cr1}$).

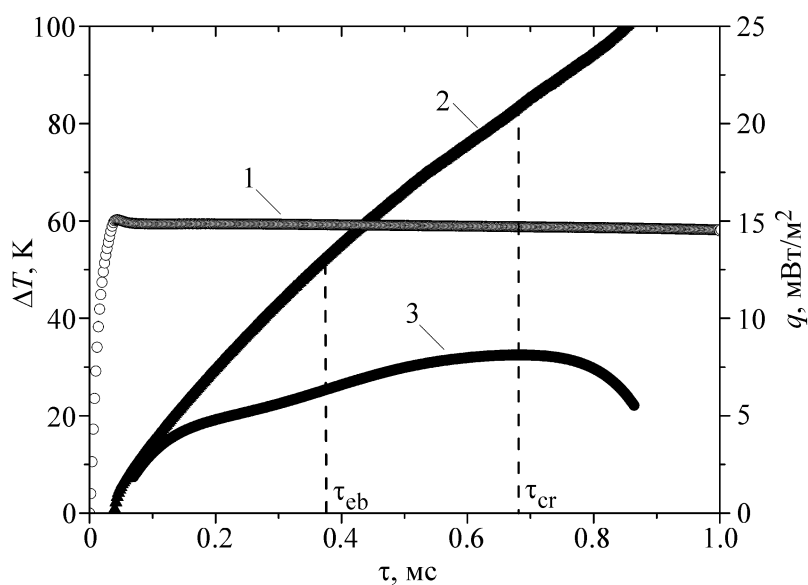


Рис. 2: Экспериментальная зависимость плотности генерируемого теплового потока (1), перегрева нагревателя (2) и отводимого в жидкость теплового потока (3) от времени при недогреве до температуры насыщения $\theta = 10 \text{ K}$ ($q \gg q_{cr1}$).

$\tau_{\text{еб}}$ до времени наступления кризиса $\tau_{\text{ср}}$, соответствующего началу устойчивого роста температуры нагревателя. На указанном интервале отводимый с поверхности тепловой поток q можно считать в среднем равным тепловой нагрузке ($q \approx q_h$). Данный тип кривых достигается при малых тепловых потоках. Для динамических кривых второго типа (рис. 2), полученных при высоких генерируемых тепловых потоках, перегрев нагревателя монотонно увеличивается, а отводимый в жидкость тепловой поток q достигает максимума $q_{\text{ср}}$ в момент времени $\tau_{\text{ср}}$.

Критический интервал времени $\tau_{\text{ср}}$, при достижении которого происходит кризис кипения жидкости, является суммой интервалов времен до момента закипания жидкости на поверхности нагрева $\tau_{\text{еб}}$ и метастабильного кипения $\tau_{\text{мб}}$. Первая стадия описывается уравнениями нестационарной теплопроводности в нагревателе и прилегающем слое неподвижной жидкости, используя решение которых можно определить $\tau_{\text{еб}}$. Более трудную задачу представляет собой вопрос определения длительности стадии метастабильного кипения.

Ранее авторами были предложены две модели [1, 2], позволяющие произвести данный расчет для жидкости при температуре насыщения T_s . Первая модель [1] построена на предположении, что в области высоких тепловых нагрузок ($q \gg q_{\text{ср1}}$) кризис происходит за время $\tau_{\text{ср}}$ меньше, чем время отрыва парового пузыря ($\tau_d \approx 20$ мс). Эта модель основана на известном законе роста парового пузыря. При малых тепловых потоках ($q \leq q_{\text{ср1}}$), когда $\tau_{\text{ср}}$ много больше времени отрыва пузыря, применима вторая модель [2]. Вторая модель основана на уравнении теплового баланса с учетом изменения паросодержания в пристенном слое жидкости.

Очевидно, что предложенные модели в условиях недогрева жидкости до температуры насыщения не являются физически обоснованными, поскольку в условиях кипения с недогревом сложно оценить динамику парового пузыря.

На основе имеющихся экспериментальных данных рассчитывалось удельное количество энергии, отведенной с поверхности теплоотдающего элемента, до момента наступления кризиса кипения:

$$E = \int_0^{\tau_{\text{ср}}} q(\tau) d\tau. \quad (2)$$

На рис. 3 изображена зависимость отведенной энергии от критического интервала времени в насыщенной воде. Как видно из рисунка, экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с расчетами по моделям, описанным выше.

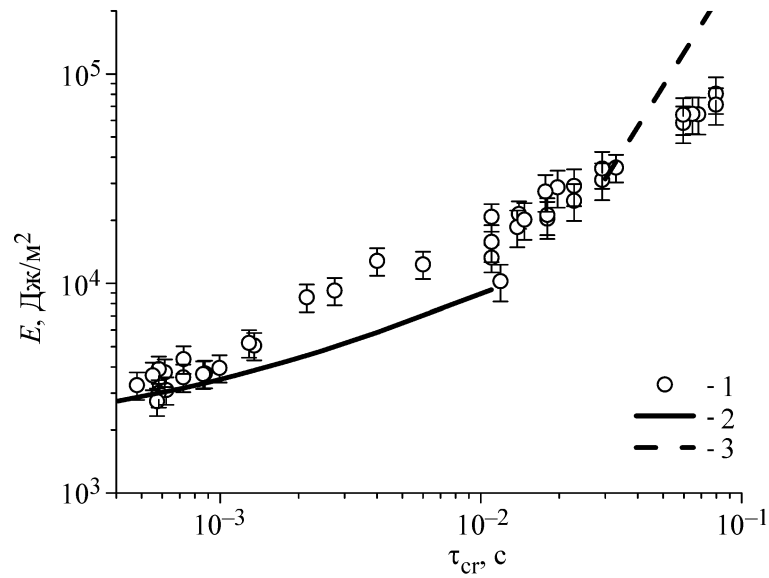


Рис. 3: Зависимость энергии, отводимой в жидкость с единицы поверхности проволоки, от критического интервала времени: 1 – экспериментальные данные для насыщенной воды; 2 – расчет по модели [1]; 3 – расчет по модели [2].

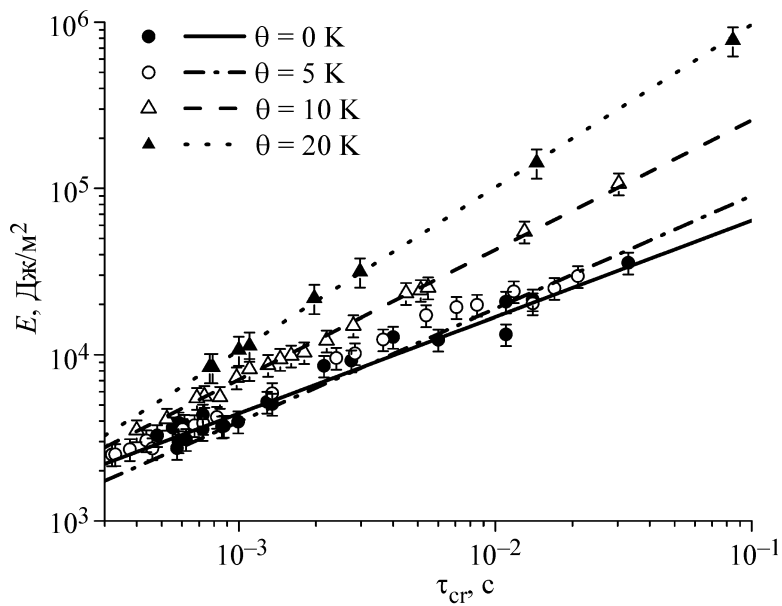


Рис. 4: Зависимость энергии, отводимой в жидкость с единицы поверхности проволоки, от критического интервала времени: точки – экспериментальные данные, линии – расчет по формуле (3).

Очевидно, что в недогретой жидкости отводимая энергия будет всегда больше, чем в условиях насыщения. Таким образом, расчет по предложенным моделям позволяет определить нижнюю границу максимальной отводимой в жидкость энергии, что применимо при консервативном подходе к расчету нестационарных тепловых процессов. Для учета влияния недогрева жидкости на отводимую энергию требуется получение эмпирической зависимости $E(\tau_{cr}, \theta)$.

На рис. 4 представлена зависимость отведенной энергии от времени τ_{cr} и недогрева θ :

$$E(\tau_{cr}, \theta) = (A + \theta^a) \cdot \tau_{cr}^{k \cdot \theta + b}, \quad (3)$$

где коэффициент $A = 243 \cdot 10^3$, показатели степени $a = 2.79$, $b = 0.58$ и $k = 0.02$. Экспериментальные данные хорошо описываются эмпирической зависимостью в диапазоне $\theta = 0 - 20$ К. Полученная зависимость для энергии, отводимой в воду при атмосферном давлении, носит универсальный характер и может использоваться для различных теплоотдающих поверхностей.

Заключение. В результате работы получена формула для расчета отводимой в жидкость энергии, в зависимости критического интервала времени и недогрева до температуры насыщения. В случае импульсного подвода тепла при заданной длительности импульса и известном недогреве жидкости по предложенному соотношению можно определить максимальную энергию, отводимую жидкостью без разрушения теплоотдающей поверхности.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] V. I. Deev, H. L. Oo, V. S. Kharitonov et al., Int. J. Heat and Mass Transfer **50**, 3780 (2007).
- [2] V. I. Deev, K. V. Kutsenko, A. A. Lavrukhin et al., Int. J. Heat and Mass Transfer **53**, 1851 (2010).

По материалам IV Международной молодежной научной школы-конференции "Современные проблемы физики и технологий".

Поступила в редакцию 12 мая 2015 г.