На правах рукописи

# Зар Ни Аунг

# ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТЕПЛООТДАЧИ И КРИЗИСА КИПЕНИЯ В ВОДЕ, НЕДОГРЕТОЙ ДО ТЕМПЕРАТУРЫ НАСЫЩЕНИЯ

01.04.14 - «Теплофизика и теоретическая теплотехника»

## ΑΒΤΟΡΕΦΕΡΑΤ

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Автор:

Москва 2013

«МИФИ»
--------

Научный руководитель:	кандидат физико-математических наук, доцент
	Лаврухин Алексей Анатольевич, НИЯУ МИФИ
Официальные оппоненты:	доктор технических наук, профессор
	Ягов Виктор Владимирович,
	профессор кафедры инженерной теплофизики
	НИУ «МЭИ»
	кандидат физико-математических наук
	Мосунова Настасья Александровна,
	заведующая отделением
	теоретических исследований ИБРАЭ РАН
Ведущая организация:	Федеральное государственное унитарное
	предприятие «Государственный научный
	центр Российской Федерации
	Физико-энергетический институт
	имени А.И. Лейпунского»

Защита состоится <u>11 декабря 2013</u>года в <u>15</u>час. <u>00</u> мин. на заседании диссертационного совета Д 212.130.04 в НИЯУ МИФИ по адресу: 115409, Москва, Каширское шоссе, д. 31.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ МИФИ. Автореферат разослан 7 ноября 2013 года.

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв в одном экземпляре, заверенном печатью организации, по адресу НИЯУ МИФИ.

Ученый секретарь диссертационного совета,

д. ф.-м. н., профессор

Серио И.И. Чернов

### ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

<u>Актуальность работы</u>. Кипение жидкости является эффективным режимом отвода тепла, и поэтому широко используется в теплообменниках, энергетическом оборудовании, для охлаждения энергонапряженных элементов различных устройств.

Чаще всего информацию о характеристиках теплообмена для конкретных технических приложений получают из экспериментальных исследований в виде корреляционных соотношений. Эти корреляции обеспечивают быстрое конструирование установок, их эффективную работу, безопасность и, следовательно, весьма привлекательны. Однако пригодность таких соотношений быстро снижается, так как интересующая область режимных параметров начинает выходить за пределы, для которых они были разработаны. Чтобы уменьшить повторяемость экспериментальных исследований при изменении режимных параметров процессов, представляющих интерес в инженерных приложениях, важно уделять внимание основным механизмам теплообмена при кипении.

С учетом изложенного, диссертационная работа, сориентированная на получение новых методик и зависимостей, описывающих процессы теплообмена в воде, недогретой до температуры насыщения, на основе интегральных приближенных моделей процесса, учитывающих наиболее существенные эффекты, является актуальной.

<u>Целью диссертационной работы</u> явилось выявление закономерностей теплоотдачи и кризиса кипения в воде, недогретой до температуры насыщения, а также развитие новых методик и обобщающих зависимостей, предназначенных для диагностики и описания теплообмена в переходных режимах кипения и при кризисе теплоотдачи.

#### Научная новизна диссертационной работы.

 Получены новые опытные данные по закономерностям теплообмена в воде, недогретой до температуры насыщения, при стационарном и импульсном тепловыделениях.

- Разработано новое корреляционное уравнение для расчета критического теплового потока при кипении воды с недогревом на горизонтальных цилиндрических нагревателях в условиях большого объема при атмосферном давлении.
- Впервые проведен анализ температурных флуктуаций теплоотдающей поверхности. Установлено, что по характеристикам распределения отклонений перегревов нагревателя от среднего значения можно судить об устойчивости режимов теплообмена и, в частности, диагностировать начало и режимы кипения.
- Разработана новая методика расчета коэффициента теплоотдачи в переходном режиме от однофазной конвекции к развитому пузырьковому кипению жидкости.
- Представлено обобщение опытных данных, описывающее влияние набрасываемой тепловой нагрузки и недогрева воды до температуры насыщения на характеристики нестационарного кризиса кипения.

**Практическая значимость работы** определяется важностью полученных результатов для развития исследований процессов теплообмена при кипении на основе интегральных моделей. Разработанные методики и подходы, подтвержденные экспериментальными данными, могут быть использованы при обосновании безопасности перспективных водо-водяных реакторов и элементов энергетического оборудования.

<u>Достоверность</u> полученных экспериментальных данных подтверждается: отработкой методики измерений в тестовых экспериментах, воспроизводимостью опытных данных. Эмпирические уравнения и обобщающие зависимости согласуются с имеющимися в литературе данными для соответствующих диапазонов режимных параметров. Обоснованность предложенных методик подтверждается сравнением с известными представлениями о механизмах теплообмена при кипении и экспериментальными данными.

#### Основные положения, выносимые на защиту.

- Результаты экспериментальных исследований характеристик теплообмена в насыщенной и недогретой до температуры насыщения воде при стационарном и импульсном подводе тепла.
- Эмпирическое уравнение, описывающее влияние недогрева воды до температуры насыщения и диаметра горизонтального цилиндрического нагревателя на критический тепловой поток.
- Результаты экспериментального и теоретического исследования, обосновывающие возможность диагностики начала и режимов кипения жидкости и переходных режимов теплообмена по характеристикам распределения флуктуаций температуры нагревателя.
- Основанную на проверенных физических представлениях и экспериментальных фактах методику расчета коэффициента теплоотдачи в переходных режимах кипения жидкости.
- Новые опытные данные и их обобщение, описывающие влияние недогрева воды до температуры насыщения на характеристики кризиса кипения при быстром возрастании мощности тепловыделения.

<u>Личный вклад автора</u>. Постановка задачи исследования осуществлена совместно с научным руководителем. Экспериментальные исследования и анализ полученных результатов, разработка моделей и методик выполнены автором самостоятельно или в соавторстве при его непосредственном участии.

<u>Апробация работы.</u> Материалы диссертационной работы докладывались на следующих научных сессиях и семинаре: Научные сессии НИЯУ МИФИ 2011–2013; XVII школа-семинар по проблемам физики реакторов «Волга-2012».

**Публикации.** Основные результаты диссертации опубликованы в 8 работах, в том числе в 3-х статьях в реферируемых журналах из перечня ВАК.

<u>Структура и объем диссертации.</u> Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы из 119 наименований. Содержание диссертации изложено на 141 странице, включая 55 рисунков и 1 таблицу.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

<u>Во введении</u> обоснована актуальность проведенных исследований, сформулирована цель работы, отмечены новизна и практическая значимость полученных результатов, изложены основные положения, выносимые на защиту.

<u>В первой главе</u> приведен обзор российских и зарубежных работ, посвященных закономерностям кипения воды, недогретой до температуры насыщения, а также особенностям протекания процессов теплообмена при нестационарных тепловых воздействиях.

На основании анализа литературы сформулирована цель работы и поставлены следующие задачи исследования.

- Провести экспериментальное исследование и получить новые опытные данные по характеристикам теплообмена в насыщенной и недогретой до температуры насыщения воде при стационарном подводе тепла.
- На основе новых опытных данных описать влияние недогрева и диаметра нагревателя на первый критический тепловой поток, включая сравнение с имеющимися в литературе экспериментальными исследованиями.
- Выполнить статистический анализ температурных флуктуаций теплоотдающей поверхности в различных режимах теплообмена с целью выявления возможности диагностики переходных режимов теплообмена.
- Разработать новую методику расчета теплоотдачи в переходном режиме от однофазной конвекции к развитому пузырьковому кипению.
- Получить и обобщить новые опытные данные по характеристикам нестационарного кризиса кипения в насыщенной и недогретой воде.

<u>Во второй главе</u> описаны экспериментальная установка, тепловыделяющие рабочие участки, методика проведения экспериментов и приведен анализ погрешностей измерений.

Эксперименты проводились на установке, которая позволяла изучать характеристики теплообмена в условиях большого объема воды при атмосферном давлении как при стационарном режиме подвода тепла, так и ступенчатом набросе мощности тепловыделения в нагревателе.

В качестве рабочих участков использовались платиновая проволока марки "Экстра" диаметром d = 0,1 мм и нихромовые проволоки диаметрами 0,18; 0,4 и 0,5 мм. В случае платиновой проволоки она одновременно служила и термометром сопротивления. Измерения выполнялись с рабочим участком, расположенным горизонтально в большом объеме воды при атмосферном давлении.

Опыты со стационарным подводом тепла проводились в насыщенной воде и воде, недогретой до температуры насыщения. Тепловыделение в нагревателе задавалось источником питания постоянного тока, падение напряжения через проволоку и на образцовом сопротивлении измерялось цифровыми вольтметрами. Суммарная погрешность при определении плотности теплового потока q составила не более 5 %. Разность между средней температурой платиновой проволоки и температурой воды  $\Delta T = T - T_{\pi}$  измерялась с точностью не менее 2 К, а расчетная погрешность в определении коэффициента теплоотдачи  $\alpha = q/\Delta T$  составляла не более 15 %.

В опытах с нестационарным тепловыделением импульс мощности в нагревателе формировался тиристорным ключом, который замыкал и размыкал цепь питания рабочего участка. Открытие и закрытие ключа производилось при помощи TTL сигналов с автоматизированной системы управления. Этими же сигналами осуществлялась синхронизация системы измерений. Погрешность при измерении интервалов времени составляла менее  $10^{-7}$  с. Суммарная погрешность при определении набрасываемого теплового потока  $q_{\rm H}(\tau)$  составляла не более 5 %, перегрева  $\Delta T(\tau) - 10$  %, отводимого в жидкость потока тепла  $q(\tau) - 15$  %.

<u>В третьей главе</u> представлены результаты экспериментов, проведенных с насыщенной и недогретой до температуры насыщения водой в условиях большого объема при стационарном тепловыделении в нагревателе.

На рис. 1 представлены кривые кипения воды, полученные на горизонтально ориентированной платиновой проволоке в условиях большого объема при атмосферном давлении. Недогрев  $\theta = T_s - T_{\pi}$  в опытах менялся в пределах от 0 до 80 К. По мере увеличения теплового потока рабочий участок охлаждался в режиме естественной конвекции (пунктирные линии на рис. 1).

Увеличение тепловой нагрузки приводило к постепенной активации центров парообразования, при этом перегрев теплоотдающей поверхности менялся слабо вплоть до наступления кризиса кипения (сплошные линии на рис. 1).



Рис. 1. Кривая кипения воды под атмосферным давлением:  $\diamond$  – данные эксперимента; — — естественная конвекция, расчет по Nu = 1,18 Ra<sup>0,125</sup>; — – пузырьковое кипение, расчет по формуле (1); – усредненные данные по гистограммам (рис. 5); *a* – насыщенная вода; *б* – недогрев  $\theta$  = 40 К.

Пузырьковое кипение в жидкости, недогретой до температуры насыщения, принято делить на два режима: неразвитое и развитое кипение. В области неразвитого кипения процесс теплопередачи определяется как чисто конвективным переносом теплоты, так и дополнительным переносом тепла в результате микроконвекции и фазового перехода в примыкающем к стенке перегретом слое жидкости. При увеличении плотности теплового потока число активных центров парообразования растет. То есть, постепенно подавляется влияние на теплообмен чисто конвективных факторов и увеличивается роль факторов, связанных с кипением. Начиная с некоторой граничной величины перегрева теплоотдающей поверхности относительно температуры насыщения  $\Delta T_s = T - T_s$  режим кипения становится развитым. В этой области коэффициент теплоотдачи, рассчитанный относительно температуры насыщения,  $\alpha_s = q/\Delta T_s$ , слабо зависит от недогрева  $\theta$  и может быть рассчитан как

$$\alpha_{\rm s} = A \cdot q^m. \tag{1}$$

На рис. 2 представлены данные о зависимости коэффициента теплоотдачи в режиме развитого кипения  $\alpha_s$  от теплового потока *q* для различных значений недогревов  $\theta$ . Можно отметить только слабую тенденцию увеличения коэффициента теплоотдачи с ростом недогрева. Для всех исследованных значений недогрева были получены значения *m* = 0,8 при погрешности в определении коэффициента *A* до 10 %. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с известными данными других авторов.



Рис. 2. Теплоотдача при развитом пузырьковом кипении воды с недогревом на нагревателе из платины, d = 0,1 мм (\_\_\_\_\_\_ – расчет по формуле (1) при m = 0,8, A = 0,63).

Результаты наших экспериментов, а также опытные данные других авторов о зависимости критического теплового потока от диаметра горизонтального цилиндрического нагревателя при кипении насыщенной воды в диапазоне d/b = 0,04 - 0,40 могут быть описаны уравнением

$$\frac{q_{\kappa p1,0}}{q_{\kappa p1*,0}} = 1.9 \left(\frac{d}{b}\right)^{1/3},\tag{2}$$

где  $b = \sqrt{\sigma / g(\rho' - \rho'')}$  – постоянная Лапласа,  $\rho'$ ,  $\rho''$  – плотности жидкости и пара на линии насыщения;  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения, g – ускорение свободного падения,  $q_{\kappa p1*,0} \approx 1,2 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup> – критический тепловой поток при недогреве  $\theta = 0$  К для плоской горизонтальной поверхности больших размеров, обращенной греющей стороной вверх, который можно рассчитать как

$$q_{\kappa p 1*,0} = 0.14 r \sqrt{\rho''} \sqrt[4]{\sigma g(\rho' - \rho'')}, \qquad (3)$$

где *г* – скрытая теплота парообразования.

На рис. 3 в безразмерных координатах показано влияние недогрева воды на критический тепловой поток. Видно, что полученные нами данные по  $q_{\text{кр1, }\theta}$  в исследованном диапазоне *d/b* могут быть описаны линейной зависимостью от недогрева (С.С. Кутателадзе, 1979):

$$q_{\kappa p 1, \theta} = q_{\kappa p 1^*, \theta} \left( 1 + A \left( \frac{\rho'}{\rho''} \right)^{3/4} \frac{c_p \theta}{r} \right), \tag{4}$$

где  $c_p$  – изобарная теплоемкость жидкости на линии насыщения,  $A \approx 0,1$  для нагревателей с большим относительным диаметром, d/b > 1.



Рис. 3. Влияние недогрева воды и диаметра нагревателя на критический тепловой поток:  $\diamondsuit - d = 0,1$  мм;  $\Box - d = 0,18$  мм;  $\bigtriangleup - d = 0,4$  мм;  $\bigtriangledown - d = 0,5$  мм; — — – линейные аппроксимации. Анализ результатов экспериментов с нагревателями диаметром d = 0, 1 - 1, 0 мм позволяет предложить следующее эмпирическое соотношение для расчета коэффициента *A* в формуле (4):

$$A = 0.03 \frac{b}{d}.$$
 (5)

Окончательно формула для расчета критического теплового потока при кипении воды на горизонтально ориентированных цилиндрических нагревателях в условиях большого объема при атмосферном давлении имеет вид:

$$q_{\kappa p 1, \theta} = 1.9 \left(\frac{d}{b}\right)^{1/3} q_{\kappa p 1^{*}, 0} \left[1 + 0.03 \frac{b}{d} \left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{3/4} \frac{c_{p} \theta}{r}\right].$$
(6)

Формула (6) может использоваться в диапазонах  $0,1 \le d \le 1,0$  мм;  $0 \le \theta \le 80$  К. Сравнение результатов расчета по формуле (6) с данными наших измерений и опытными данными других авторов приведено на рис. 4.





В ходе проведения экспериментального исследования была получена подробная информация о флуктуациях температуры нагревателя. В режиме стабилизации напряжения имеет место отрицательная обратная связь между генерируемым в нагревателе тепловыделением и температурой. Для определения статистических характеристик колебаний температуры нагревателя на различных участках кривых кипения (помечены крестиками на рис. 1) были построены гистограммы вероятности регистрации перегрева в диапазоне  $\Delta T \pm 0,05$  К от мгновенного перегрева рабочего участка (рис. 5). Выборка данных по одному измерению тепловой мощности  $w_{ren}$  и перегрева  $\Delta T$  включала 10<sup>5</sup> точек, время измерения для статистического анализа составляло 100 с.



Рис. 5. Гистограммы отклонений перегревов рабочего участка при значениях тепловой мощности: a - 290,  $\delta - 1290$ , e - 1280, e - 6040 кВт/м<sup>2</sup>; — нормальное распределение,  $\langle \Delta T \rangle$  и  $\sigma$  – среднее значение и дисперсия мгновенных перегревов в выборке соответственно. Недогрев воды  $\theta = 40$  К.

В режимах естественной конвекции (см. рис. 5, a) и развитого пузырькового кипения (см. рис. 5, c) распределение плотности вероятности флуктуаций температуры близко к нормальному. Отклонения от гауссова распределения наблюдаются лишь в переходных (см. рис. 5,  $\delta$  и b) режимах кипения. Полученные в опытах данные о дисперсии в зависимости от среднего значения подводимого к жидкости теплового потока представлены на рис. 6. Сравнивая эти данные с кривыми кипения (см. рис. 1) можно сделать вывод о том, что чем больше  $\sigma$ , тем менее устойчив режим. В точках, где дисперсия максимальна, происходит смена режимов теплообмена.



Рис. 6. Значения дисперсий  $\sigma$  в зависимости от среднего теплового потока q для недогретой до температуры насыщения воды:  $a - \theta = 0$ ,  $\delta - 40$  К.

С позиции нелинейной динамики переход от одного режима теплообмена к другому происходит в точке бифуркации. По мере приближения к этой точке в системе, испытывающей воздействие малого шума, должен наблюдаться рост и насыщение уровня шума.

Для анализа температурных флуктуаций рассматривалось уравнение теплового баланса в системе «нагреватель – окружающая жидкость» для мгновенных значений входящих в это уравнение величин:

$$\left(c \rho \frac{V}{S}\right)_{\rm H} \cdot \frac{{\rm d} \Delta T}{{\rm d} \tau} = w_{\rm reH} \left(\Delta T\right) - q \left(\Delta T\right), \tag{7}$$

где  $q(\Delta T)$  – отводимый в жидкость тепловой поток.

К правой части уравнения (7) добавлялся случайный шум с малой амплитудой колебаний температуры  $B(\Delta T_0)$  около равновесного состояния с  $\Delta T = \Delta T_0$ :

$$\psi(\tau, \Delta T_0) = \left(c\rho \frac{V}{S}\right)_{\rm H} \cdot B(\Delta T_0) \cdot \varphi(\tau).$$
(8)

где  $-1 \le \varphi(\tau) \le 1$  – стохастическая функция. В точке равновесия  $F(\Delta T_0) = w_{\text{ген}}(\Delta T_0) - q(\Delta T_0) = 0$ , и, при разложении функции *F* в ряд Тейлора в окрестности  $\Delta T_0$  с сохранением только линейных слагаемых, получено безразмерное стохастическое дифференциальное уравнение в вариациях  $\delta T^*$ :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\tau^*} \delta T^* = \delta T^* + \frac{B}{\xi \cdot \Delta T^*} \cdot \varphi(\tau^*), \qquad (9)$$

где  $\tau^* = \xi \tau$ ,  $\delta T^* = \delta T / \Delta T^* - 6$ езразмерные время и температура,  $\xi = \frac{1}{\left(c \rho \frac{V}{S}\right)_{\mathrm{H}}} \cdot \frac{\mathrm{d} F}{\mathrm{d} \Delta T} \Big|_{\Delta T_0}$ , a  $\Delta T^* = 1$  K.

Для эволюции плотности вероятности ω(δ*T*, τ) использовано уравнение Фоккера–Планка:

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau^*} + \frac{\partial \left(\omega \cdot \delta T^*\right)}{\partial \delta T^*} = \varepsilon \cdot \frac{\partial^2 \omega}{\partial \left(\delta T^*\right)^2}, \qquad (10)$$

где  $\varepsilon = \frac{B}{\xi \cdot \Delta T^*}$ .

Для не зависящей от времени меры вероятности уравнение (10) дает решение в виде распределения Гаусса

$$\omega = \sqrt{\frac{|\xi|}{2\pi B\Delta T^*}} \cdot \exp\left[-\frac{|\xi|}{2B\Delta T^*}\delta T^2\right],\tag{11}$$

где дисперсия σ вычисляется по формуле

$$\sigma = \sqrt{\frac{B\Delta T^*}{|\xi|}} \,. \tag{12}$$

Отношение *B*/|ξ| по физическому смыслу является амплитудой пульсаций температуры и может быть выбрано в качестве критерия, определяющего смену режимов теплообмена. На рис. 7 представлена ее качественная зависимость от перегрева нагревателя.





Область I - режим естественной конвекции, распределение плотности вероятности температурных флуктуаций носит характер нормального закона.

Область II – закипание, *B*/lξl возрастает, в точке максимума происходит кардинальная перестройка структуры пограничного слоя.

Область III - режим частично развитого кипения с интенсивной активацией центров парообразования.

Область IV - полностью развитый режим кипения.

Количество центров парообразования в областях II и III характеризуется значительной нерегулярностью. Добавление температурных флуктуаций приводит к тому, что система переходит от одного состояния со своей плотностью центров парообразования, а значит параметрами дисперсии и среднего значения перегрева, к другому. Гистограммы будут накладываться друг на друга, что приводит к возникновению многомодального распределения. Таким образом, вид гистограмм флуктуаций температуры нагревателя является одним из возможных инструментов для диагностики начала кипения жидкости и переходных режимов теплообмена.

<u>В четвертой главе</u> приведено описание методики расчета теплообмена при кипении в переходном режиме. В этой методике взаимный вклад конвекции и кипения в отводимый тепловой поток определяется площадью поверхности, внутри которой преобладает соответствующий механизм теплоотдачи.

Разработанная методика основана на следующих физических предположениях и экспериментальных фактах:

- на теплоотдающей поверхности существуют участки развитого пузырькового кипения с коэффициентом теплоотдачи α<sub>кип</sub> и участки однофазной конвекции с α<sub>конв</sub> соответственно;
- по мере роста температуры поверхности площадь участков, занятых пузырьковым кипением растет пропорционально количеству центров парообразования;
- количество центров парообразования пропорционально количеству микронеровностей на теплоотдающей поверхности;
- плотность вероятности распределения микронеровностей в зависимости от их глубины подчинено закону нормального распределения Гаусса.

Уравнение теплового баланса для единицы площади поверхности записывается как суперпозиция двух составляющих полного теплового потока:

$$q = \alpha_{\text{конв}} \cdot (1 - S_{\text{кип}}) \cdot \Delta T + \alpha_{\text{кип}} \cdot S_{\text{кип}} \cdot \Delta T, \qquad (13)$$

где *S*<sub>кип</sub> – доля площади поверхности, занятая пузырьковым кипением.

Размеры впадин и их количество однозначно связаны с параметрами шероховатости поверхности. Все элементы шероховатости рассматривались как конические впадины с одинаковым углом полураствора  $\beta$  и глубиной *h*, изменяющейся хаотически по закону нормального распределения. Наиболее важным геометрическим параметром впадин является радиус устья  $r_0$ . Если радиус  $r_0$  превышает критический радиус кривизны  $R_{\text{кр. эф}}$  паровой фазы, то впадина будет активной (жидкость кипит на данном центре).

Обычно выражение для  $R_{\text{кр. эф}}$  задается в виде

$$R_{\rm \kappap.\, 9\varphi} = B \frac{2\sigma (1 + \rho'' / \rho')}{p \{ \exp[r(T - T_{\rm s}) / (R_{\rm r} T T_{\rm s})] - 1 \}}.$$
(14)

где p – давление,  $R_{\Gamma}$  – газовая постоянная для пара, а для воды под атмосферным давлением в среднем  $B \approx 7$ . Плотность центров парообразования пропорциональна общему количеству микронеровностей и определяется вероятностью вступления в действие впадин глубиной не меньше величины  $h_{\min} = r_{0,\min} \operatorname{tg} \beta = R_{\mathrm{kp.} \to \varphi} \operatorname{tg} \beta$  тогда

$$n = n_0 \int_{h_{\min}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_h} \exp\left[-\frac{(\xi - h_{\rm cp})^2}{2\sigma_h^2}\right] d\xi = \frac{n_0}{2} \left\{1 - \exp\left[\frac{\varepsilon}{\sqrt{2}} \left(\frac{h_{\min}}{h_{\rm cp}} - 1\right)\right]\right\}, \quad (15)$$

где erf (z) =  $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{0}^{z} e^{-x^{2}} dx - \phi$ ункция ошибок Гаусса,  $h_{cp}$  – средняя высота микрошероховатостей,  $\sigma_{h}$  – дисперсия,  $\varepsilon = h_{cp}/\sigma_{h}$  – параметр шероховатости поверхности, величина  $n_{0} = 2 \cdot n_{cp}$ , где  $n_{cp}$  – плотность центров парообразования в случае, когда  $h_{min} = h_{cp}$ .

Зависимость количества действующих центров парообразования от температуры поверхности была получена заменой величины h в соотношении (15) на ее выражение из формулы (14):

$$n = n_{\rm cp} \left\{ 1 - \operatorname{erf}\left[\frac{\varepsilon}{\sqrt{2}} \left(f(T, T_{\rm cp}, T_{\rm s}) - 1\right)\right] \right\},\tag{16}$$

где  $f(T, T_{cp}, T_s) = \frac{\exp[r\Delta T_{cp}/(R_r T_{cp} T_s)] - 1}{\exp[r\Delta T_s/(R_r T T_s)] - 1}$ , а  $T_{cp}$  и  $\Delta T_{cp} = T_{cp} - T_s$  – температура те-

плоотдающей поверхности и ее перегрев относительно температуры насыщения в условиях, когда начинают активироваться впадины глубиной  $h_{cp}$  и менее. Если в среднем площадь поверхности, приходящаяся на один центр парообразования постоянна и равна  $1/n_{cp}$ , доля площади поверхности нагрева, занятая пузырьковым кипением определяется следующим выражением:

$$S_{\text{кип}} = 1 - \operatorname{erf}\left[\frac{\varepsilon}{\sqrt{2}} \left(f(T, T_{\text{cp}}, T_{\text{s}}) - 1\right)\right].$$
(17)

После подстановки выражения (17) в соотношение (13) для расчета коэффициента теплоотдачи получена формула

$$\alpha = \alpha_{\text{конв}} + (\alpha_{\text{кип}} - \alpha_{\text{конв}}) \left\{ 1 - \text{erf}\left[\frac{\varepsilon}{\sqrt{2}} \left( f(T, T_{\text{cp}}, T_{\text{s}}) - 1 \right) \right] \right\}, \quad (18)$$

которую можно использовать при  $0 < \Delta T_{\rm s} < \Delta T_{\rm cp}$ , а  $\Delta T_{\rm cp}$  имеет смысл перегрева относительно температуры насыщения для полностью развитого кипения.

Сравнение предлагаемого расчетного соотношения (18) с экспериментальными данными проводилось при параметре шероховатости  $\varepsilon = 5$ . Коэффициент теплоотдачи при кипении рассчитывался как  $\alpha_{\text{кип}} = \alpha_{\text{s}} \Delta T_{\text{s}} / \Delta T$ . За исключением насыщенной воды все опытные данные были описаны при значении  $\Delta T_{\text{ср}} = 31 \pm 3$  К. Пример расчета приведен на рис. 8.



Рис. 8. Режимы теплоотдачи от проволочного нагревателя к воде под атмосферным давлением, недогретой до температуры насыщения ( $\theta = 40$  K):  $\diamond$  – данные эксперимента; 1 – естественная конвекция; 2 – расчет по формуле (18) при  $\Delta T_{cp} = 31$  K,  $\varepsilon = 5$ ; 3 – развитое кипение, расчет по формуле (1). Разработанная методика была применена для расчета температуры оболочек твэлов реакторной установки В 491. Исходные данные принимались для отклоненных параметров в горячем подканале: давление в реакторе 15,9 МПа; температура воды на входе 573,4 К; диаметр твэлов 9,1 мм; длина тепловыделяющей части 3,73 м; количество твэлов в активной зоне 50856; проходное сечение теплоносителя в активной зоне 4,14 м<sup>2</sup>; средний гидравлический диаметр пучка твэлов 10,5 мм; минимальный проектный расход теплоносителя через реактор (на входе) 83100 м<sup>3</sup>/ч; тепловая мощность на один твэл в горячем подканале 136,6 кВт. Распределение плотности теплового потока по высоте активной зоны приведено на рис. 9.





При отсутствии опытных данных по значению  $\Delta T_{cp}$  для материала оболочки твэлов для расчетов принималось, что эта величина соответствует первому критическому температурному напору, для насыщенной воды при указанных выше параметрах равному примерно 9 К. Коэффициент теплоотдачи  $\alpha_{конв}$  составил 42 000 Вт/(м<sup>2</sup>·К) (Б.С. Петухов и др. 1958 г.), коэффициент теплоотдачи при кипении насыщенной жидкости рассчитывался по методике Н.Г. Рассохина и др. (1970 г.). Изменение температуры теплоносителя и оболочки твэл по высоте активной зоны представлено на рис. 10. Расчеты по предлагаемой методике показали, что можно выделить две характерные области. От начала кипения до интенсивной генерации пара основным механизмом теплоотдачи остается конвекция. Далее вследствие активации большого количества центров парообразования теплоотдача значительно улучшается.



Рис. 10. Изменение температуры воды и оболочек твэлов по длине кассеты реакторной установки В 491: 1 – температура воды; 2 – температура оболочек твэлов согласно методике Петухова Б.С. и др. (1958 г.) и Рассохина Н.Г. и др. (1970 г.); 3 – то же по методике, основанной на формуле (18).

<u>В пятой главе</u> представлены и обобщены новые экспериментальные данные, расширяющие границы применимости методики расчета динамических характеристик процесса теплообмена в условиях быстрого изменения тепловой нагрузки, разработанной ранее в МИФИ (Deev V.I. et al., 2007).

При высоких набрасываемых тепловых нагрузках  $q_{\rm H}$ , когда кризис теплоотдачи происходит до момента отрыва пузырей, перегрев нагревателя монотонно увеличивается, а отводимый в жидкость тепловой поток достигает максимума (рис. 11). Параметры нестационарного кризиса теплообмена  $q_{\rm kp}$ ,  $\Delta T_{\rm kp}$ ,



Рис. 11. Зависимость перегрева нагревателя и плотности теплового потока от времени. Данные эксперимента:  $\diamond - \Delta T$ ;  $\Box - q_{\rm H}; \ \Delta - q; \ - \ -$  расчет по уравнением нестационарной теплопроводности до момента закипания; \_ – расчет по модели нестационарного кризиса теплообмена Deev V.I. et al., 2007. τ<sub>кр</sub> определяются именно в этой точке. Разработанная ранее методика расчета критического интервала времени включает в себя эмпирическую зависимость нестационарного критического теплового потока от температуры теплоотдающей поверхности в момент кризиса.

На рис. 12 представлены новые экспериментальные данные по влиянию на перегрев теплоотдающей поверхности в момент кризиса теплоотдачи нестационарного критического теплового потока и недогрева воды до температуры насыщения. Общую интерполяционную зависимость можно записать в следующем виде

$$\Delta T_{\rm kp,s} = \Delta T_{\rm np,s} - \left(\Delta T_{\rm np,s} - \Delta T_{\rm kp1,s}\right) \cdot \exp\left(-k \cdot \left(\frac{q_{\rm kp} - q_{\rm kp1}}{q_*}\right)^p\right).$$
(19)

Рис. 12. Зависимость критической температуры  $\Delta T_{\rm kp}$ , от нестационарного критического теплового потока  $q_{\rm kp}$ . Данные эксперимента  $\theta$ , К: 100  $\diamond -0$  ( $q_{\rm kp1,0} = 0.8 \ 10^6 \ {\rm Br/m^2}$ ,  $\Delta T_{\rm kp1, s} = 20 \ {\rm K}$ ),  $\Box -5$  ( $q_{\rm kp1,10} = 2,0 \ 10^6 \ {\rm Br/m^2}$ ,  $\Delta T_{\rm kp1, s} = 40 \ {\rm K}$ ),  $\Delta -10$  ( $q_{\rm kp1,10} = 2,0 \ 10^6 \ {\rm Br/m^2}$ ,  $\Delta T_{\rm kp1, s} = 40 \ {\rm K}$ ),  $\bullet -$  данные Glod S. et. al. (2002 г.). Расчет по (19) при k = 30 и p = 0.9 для  $\theta$ , K: -0, -5, -5, -6, -10.

В формуле  $\Delta T_{\text{кр, s}}$  и  $\Delta T_{\text{кр1, s}}$  – перегревы воды относительно температуры насыщения при нестационарном и первом критическом тепловом потоке;  $\Delta T_{\text{пр, s}}$  – предельный перегрев гомогенного зародышеобразования, рассчитанный относительно температуры насыщения;  $q_* = \frac{\lambda' r \rho'' \Delta T_{\text{пр, s}}^2}{\sigma T_{\text{s}}}$ ,  $\lambda'$  – коэффициент теплопроводности насыщенной воды. Коэффициент k = 30 и показатель степени p = 0,9 получены аппроксимацией экспериментальных данных, представленных на рис. 12. Вид формулы (19) в дальнейшем, очевидно, должен уточняться по мере накопления новых экспериментальных результатов.

На рис. 11 приведен пример расчета перегрева нагревателя и отводимого в жидкость теплового потока от времени по ранее предложенной методике с учетом новой интерполяционной зависимости. Видно удовлетворительное согласование с экспериментами. Сопоставление результатов расчета критического интервала времени для насыщенной и недогретой воды при высоких тепловых нагрузках с экспериментальными данными приведено на рис. 13.



Оказалось, что при высоких тепловых нагрузках методика, разработанная для насыщенной воды, применима и для недогретой жидкости. Это, возможно, объясняется тем, что при больших числах Якоба пузыри при своем росте приподнимает обволакивающий его перегретый пограничный слой.

#### ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

- Предложена формула для расчета критического теплового потока при кипении воды с недогревом на горизонтальных цилиндрических нагревателях в условиях большого объема при атмосферном давлении. Результаты расчета по этой формуле хорошо согласуются с данными проведенных измерений и опытными данными других работ в диапазоне диаметров нагревателей от 0,1 мм до 1,0 мм и недогревах до 80 К.
- 2. В результате проведенного экспериментального и теоретического исследования показано, что гистограммы флуктуаций температуры теплоот-

дающей поверхности могут быть использованы для диагностики начала кипения жидкости и переходных режимов теплообмена. В режимах однофазной естественной конвекции и развитого кипения гистограммы носят характер нормального гауссова распределения, в то время как в переходных режимах распределение плотности вероятности температурных шумов является многомодальным.

- 3. Предложена методика расчета теплоотдачи в переходных режимах теплообмена от однофазной конвекции к развитому пузырьковому кипению. Расчеты по методике свидетельствуют о том, что можно выделить две характерные области режимов с разными механизмами теплоотдачи. Первая область характеризуется тем, что основным механизмом переноса тепла является однофазная конвекция. Во второй области происходит интенсивная активация центров парообразования, которая сопровождается значительным улучшением теплоотдачи.
- 4. Получены новые экспериментальные данные по влиянию недогрева воды до температуры насыщения на характеристики кризиса кипения при быстром возрастании мощности тепловыделения. Эмпирическая формула с двумя числовыми константами хорошо описывает результаты экспериментов и некоторые данные других авторов. Новая зависимость позволяет существенно расширить границы применимости ранее предложенной методики расчета динамических характеристик процесса теплообмена при нестационарном нагреве.

#### Основные публикации по теме диссертации

- В.И. Деев, Зар Ни Аунг, К.В. Куценко, А.А. Лаврухин, Ю.А. Маслов, В.Н. Федосеев, В.С. Харитонов. Методика расчета теплообмена при кипения жидкости на поверхности нагрева // Ядерная физика и инжиниринг, 2011, т. 2, № 5, с. 387–394.
- 2. В.И. Деев, Зар Ни Аунг, К.В. Куценко, А.А. Лаврухин, В.Н. Федосеев. Статистический анализ температурных флуктуаций как метод диагности-

ки режимов теплообмена при кипении // Тепловые процессы в технике, 2013, т. 5, № 4, с. 163–169.

- 3. В.И. Деев, Зар Ни Аунг, К.В. Куценко, А.А. Лаврухин. Динамические характеристики процесса теплообмена в воде при импульсном подводе тепла // Естественные и технические науки, 2013, № 3 (65), с. 35–41.
- 4. В.И. Деев, К.В. Куценко, А.А. Лаврухин, Зар Ни Аунг. Новый метод расчета теплоотдачи в режиме кипения воды с недогревом // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2011. Аннотации докладов. т. 1. Инновационные ядерные технологии. М.: НИЯУ МИФИ, 2010, с. 46.
- 5. В.И. Деев, Зар Ни Аунг, К.В. Куценко, А.А. Лаврухин. Методика расчета теплоотдачи к недогретой до температуры насыщения воде в предкризисной области // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2012. Аннотации докладов. т. 1. Инновационные ядерные технологии. Высокие технологии в медицине. М.: НИЯУ МИФИ, 2012, с. 55.
- 6. В.И. Деев, Зар Ни Аунг, К.В. Куценко, А.А. Лаврухин. Методика расчета теплоотдачи при кипении теплоносителя в каналах ЯЭУ // XVII школасеминар по проблемам физики реакторов «Волга-2012», 3-8 сентября 2012 г., заседание 7, сборник презентаций докладов в электронном виде.
- 7. Зар Ни Аунг, К.В. Куценко, А.А. Лаврухин. Режимы теплообмена с поверхности текстурированных Ni-W лент при их различной ориентации в поле силы тяжести // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2013. Аннотации докладов. т. 1. Инновационные ядерные технологии. Высокие технологии в медицине. М.: НИЯУ МИФИ, 2013, с. 66.
- В.И. Деев, Зар Ни Аунг, К.В. Куценко, А.А. Лаврухин. Методика расчета нестационарного критического теплового потока при импульсном теплоподводе в жидкому азоту // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2013. Аннотации докладов. т. 1. Инновационные ядерные технологии. Высокие технологии в медицине. М.: НИЯУ МИФИ, 2013, с. 69.