

УДК 536.423.1: 536.24.023

Антипов В.Г.*Институт технической теплофизики НАН Украины*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ ОБЛАСТИ НЕРАВНОВЕСНОГО КИПЕНИЯ В ПАРОГЕНЕРИРУЮЩЕМ КАНАЛЕ

Часть 1. Граница начала парообразования

На основі отриманих експериментальних даних пропонуються співвідношення для визначення границь області нерівноважного кипіння, які можуть бути використані для теплогідравлических розрахунків елементів енергетичних установок.

На основе полученных экспериментальных данных предлагаются соотношения для определения границ области неравновесного кипения, которые могут использоваться для теплогидравлических расчетов элементов энергетических установок.

Relations for the boundaries of the nonequilibrium boiling area are proposed. The obtained results were confirmed by experimental data and can be used for thermal and hydraulic calculation of elements of power plants.

d – гидравлический диаметр трубопровода;

P – избыточное давление в контуре;

Pe – критерий Пекле;

q – тепловой поток;

r – удельная теплота парообразования;

T – температура;

x – относительная энтальпия;

α – коэффициент теплопередачи;

μ – коэффициент динамической вязкости;

ρ – плотность;

ρw – массовая скорость.

Индексы верхние:

' – на линии насыщения для жидкости;

" – на линии насыщения для пара.

Область неравновесного кипения, которая начинается от сечения начала образования паровой фазы и заканчивается сечением с термодинамически равновесным потоком, может составлять значительную долю длины парогенерирующего канала и, таким образом, определять его теплообменную эффективность. Теоретическое описание теплообмена в этой области, сталкиваясь с большими трудностями, не приводит к надежным решениям относительно распределения основных параметров, которые используются на практике. В то же время экспериментальные исследования интегральных характеристик теплообмена в области существенно неравновесного кипения

Индексы нижние:

k – конвективный;

кип – кипение;

кр – критическая точка;

нк – начало кипения;

нп – начало парообразования;

p – параметры при термодинамически равновесном состоянии;

расч – расчетное значение;

эксп – экспериментальное значение;

f – параметры для жидкости;

w – параметры на обогреваемой стенке;

0 – большой объем.

могут внести определенность в выбор наиболее подходящих соотношений для корректного расчета парогенерирующего канала. К сожалению, известные к настоящему времени обобщенные результаты исследований в виде эмпирических соотношений не могут быть безоговорочно приняты, поскольку в значительной мере зависят от методики их получения, что часто приводит к большим количественным отличиям. Последнее, возможно, зависит от того, что до сих пор нет общепринятого определения основных характеристик неравновесного кипения в каналах, к которым, в частности, относится определение границы перехода от конвективного теплообмена к теплообмену при

кипении и границы перехода от неравновесного кипения к равновесному.

Разнообразие подходов к определению понятия «точка начала кипения» обусловлено сложностью точного описания закономерностей генерации легкой фазы на тепловыделяющей стенке и конденсации ее в потоке жидкости. Большие трудности возникают и при экспериментальном обнаружении сечения канала, в котором становится ненулевым среднее значение истинного объемного паросодержания. Отсюда, такое понятие как «точка начала интенсивного парообразования», которой могут приписываться различные значения истинного паросодержания [1 – 3], не может считаться однозначным, а его определение носит произвольный характер и зависит, прежде всего, от методики, которая принималась в экспериментальном исследовании. Сечение, в котором начинает зарождаться паровая фаза, в идеальном случае может быть определено прямым измерением распределения истинного объемного паросодержания вдоль обогреваемого канала. Но на практике не удается это сделать из-за чрезмерно низкого значения этого параметра. По крайней мере, современными способами не удавалось измерить объемное паросодержание ниже 0,02 по абсолютной величине, в то время как теоретически оно должно стремиться к нулю. Простой расчет показывает, что если пузырьки пара размером в отрывной диаметр [1] занимают 10 % обогреваемого периметра в некотором сечении, то в этом случае для трубы диаметром 0,013 м при давлении больше 10 МПа объемное паросодержание должно составлять приблизительно 0,005, что намного превышает возможности измерения.

Поэтому наряду с прямыми измерениями распределения паросодержания в экспериментах по определению границы начала парообразования применяются косвенные измерения, например, распределение температуры стенки по длине канала, с помощью которых регистрируется изменение характера теплообмена в переходном режиме. Исследуя результаты, полученные разными методами, можно выбрать оптимальную зависимость для определения

граничного значения относительной энтальпии, при котором образование паровой фазы становится наиболее вероятным.

Определение точки начала парообразования в настоящей работе основано на том факте, что в области конвективного теплообмена наблюдается более крутая, чем в области кипения, квазилинейная зависимость температуры стенки от продольной координаты или эквивалентная ей $T_w(x_{отн})$ при равномерном тепловыделении вдоль канала. Экспериментально определенная нелинейность таких зависимостей находится в области (0,5...2) % и может быть связана скорее с погрешностями опыта, чем с физической картиной теплообмена. Это дает возможность с достаточной точностью фиксировать «точку перелома» характеристики $T_w(x_{отн})$, которая и определяет момент перехода к началу парообразования. Естественно предполагать, как это часто и делается, что скачкообразного изменения градиента температуры стенки в «точке перелома» нет, но переход от конвективного теплообмена к теплообмену при кипении происходит на очень коротком участке изменения относительной энтальпии и поэтому измерение слабых изменений температуры стенки связано с большими затруднениями.

Иллюстрацией этого могут служить результаты измерений температуры стенки, показанные на рис. 1, где окрестность «точки перелома» не превосходит величины $\pm 0,02$ по относительной энтальпии. Вследствие столь небольшой погрешности можно принять за точку начала парообразования точку пересечения прямых $T_w(x_{отн})$, которые описывают поведение температуры в конвективной области и в области кипения. Такое условие и было использовано при обработке полученных экспериментальных данных по определению относительной энтальпии $x_{нп,эксп}$ в сечении начала парообразования.

Экспериментальные исследования границ области неравновесного кипения проводились на замкнутом циркуляционном контуре высокого давления. Рабочий участок представлял собой вертикальный канал, выполненный из

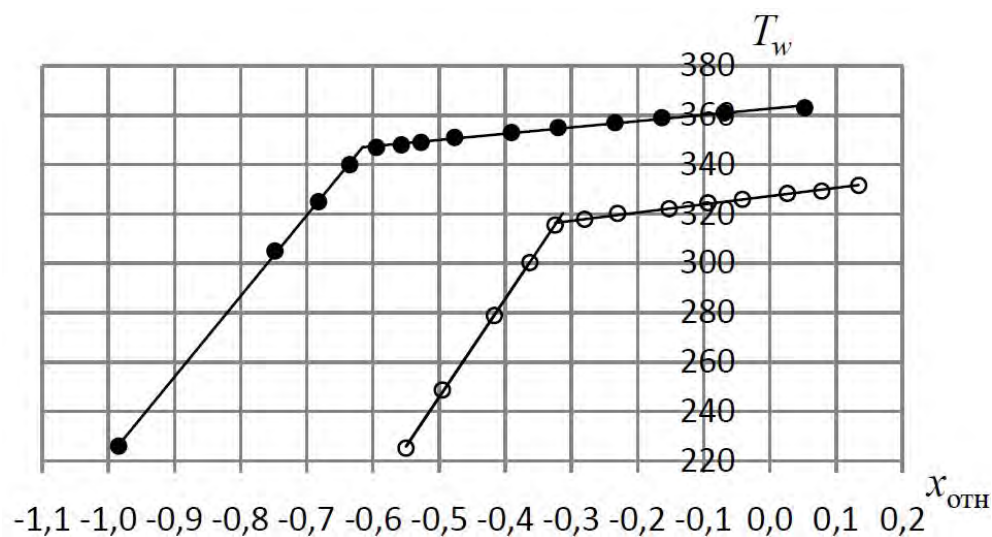


Рис. 1. Измеренная температура стенки при:

● – $P = 16$; $\rho w = 755$, ○ – 10 МПа; 750 кг/м²с.

трубы (сталь 12X18Н10Т) наружным диаметром 0,016 м при толщине стенки 0,0015 м. Электрический обогрев осуществлялся с помощью генератора постоянного напряжения. Обогреваемая длина участка составляла (2,615... 2,66) м. Температура стенки измерялась в нескольких сечениях с помощью термометров сопротивления HEL700, закрепленных непосредственно на стенке, и с помощью термопар (диаметр электродов – 0,2 мм), установленных на внешней поверхности стенки на подложке из слюды толщиной (30...40) мкм. Рабочий участок покрывался двойным слоем асбестового шнура диаметром 0,005 м. Температура воды на входе и выходе участка измерялась кабельными хромель-алюмелевыми термопарами диаметром 0,0012 м. Температура воды на входе рабочего участка регулировалась с помощью предвключенного электронагревателя.

Исследования проводились в режиме постоянного давления и расхода в контуре при изменении теплового потока в рабочем участке. Временной дрейф температуры на входе был невелик, составляя величину (0,2...1,0) °С/мин, и не мог существенно повлиять на результаты опытов.

Регистрация режимных параметров (давления, расхода, тока и напряжения), измеряемых температур стенки, температур теплоносителя

на входе и выходе рабочего участка осуществлялась с помощью соответствующих преобразователей. Информация об измеряемых параметрах выводилась на мониторы в режиме реального времени и архивировалась в файлах данных.

Общее количество полученных экспериментальных точек для определения начала парообразования – 167 в диапазоне изменения режимных параметров: давления – от 4 до 16 МПа, массовой скорости – от 121 до 1254 кг/м²с, плотности теплового потока – от $1,3 \cdot 10^5$ до $1,43 \cdot 10^6$ Вт/м².

При анализе экспериментальных данных основное внимание уделялось проверке зависимостей для относительной энтальпии в сечении начала парообразования, которые рекомендованы для теплогидравлического расчета каналов активной зоны реактора [4 – 8]. Это внимание объясняется тем, что упомянутые зависимости количественно отличаются одна от другой.

Авторы работы [4] предлагают соотношение в безразмерном виде для давлений в диапазоне (4,9...19,6) МПа и для диаметров (2,9...6,3) мм при изменении массовой скорости от 1300 до 11000 кг/м²с, исключив обособленное влияние диаметра канала:

$$x_{\text{нп}} = -140 \left(\frac{q}{\rho wr} \right)^{1,1} \left(\frac{\rho wd}{\mu'} \right)^{0,2} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,2}. \quad (1)$$

Для границы области устойчивого существования пузырькового режима в работе [5] предлагается соотношение:

$$x_{\text{нп}} = -(52 \mp 7) \left(\frac{q}{\rho wr} \right) \left(\frac{\rho wd}{\mu'} \right)^{0,2} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,2}. \quad (2)$$

В работе [6] предлагается использовать следующую зависимость:

$$x_{\text{нп}} = -17 \left(\frac{q}{\rho wr} \right) \left(\frac{\rho wd}{\mu'} \right)^{0,2}. \quad (3)$$

В работе [7] при определении режима течения двухфазного потока в трубах границу начала поверхностного кипения рекомендуется определять по формуле:

$$x_{\text{нп}} = -33,75 \frac{q}{(\rho w)^{0,81}} \left(0,61 + 1,25 \frac{P}{P_{\text{кр}}} \right) \quad (4)$$

для давлений от 3 до 15 МПа и массовой скорости от 400 до 3500 кг/м²с. Погрешность расчета составляет $\pm 10\%$.

К указанным формулам можно добавить и соотношения из работы [8]:

$$x_{\text{нп}} = -358 \left(\frac{q}{\rho wr} \right) \text{ при } \text{Re} > 7 \cdot 10^4, \quad (5)$$

$$x_{\text{нп}} = -0,0051 \left(\frac{q}{\rho wr} \right) \text{Re}' \text{ при } \text{Re} < 7 \cdot 10^4. \quad (6)$$

В большинстве аппроксимаций применяется безразмерный комплекс $q/(\rho wr)$. Поэтому нет оснований не воспользоваться при обработке экспериментальных данных зависимостью (5), умноженной на коэффициент K_1 , представляющий собой некоторую функцию от давления:

$$x_{\text{нп}} = K_1(P) \frac{q}{\rho wr}. \quad (7)$$

На рис. 2 нанесены опытные данные в координатах $[x_{\text{нп,эксп}}; q/(\rho wr)]$, откуда следует, что полученные результаты, обработанные по за-

висимости (7), заметно расслаиваются по давлению. Это может свидетельствовать о том, что влияние давления, первоначально учтенное введением в комплекс удельной теплоты парообразования r , является недостаточным. Введение дополнительного множителя в виде числа Рейнольдса при параметрах на линии насыщения в степени 0,2, как это сделано в (1) – (3), не улучшает ситуацию.

Поскольку опытные данные для каждого давления группируются около своей усредняющей зависимости, которая близка к линейной функции с коэффициентом $K_1(P)$, можно для каждого давления определить наиболее вероятное значение этого коэффициента. В результате получим значения, представленные в табл. 1, исходя из которых зависимость K_1 от давления может быть описана линейной функцией с отклонением от среднего значения $\pm 3,4\%$ и среднеквадратической погрешностью 4,2%. Тогда окончательное выражение для относительной энтальпии начала парообразования может быть представлено в виде:

$$x_{\text{нп}} = -530 \left(\frac{P}{P_{\text{кр}}} + 0,5 \right) \frac{q}{\rho wr}. \quad (8)$$

Для сравнения с другими обобщенными соотношениями использовалась зависимость (8). Анализ экспериментальных данных показывает качественно одинаковый характер изменения $x_{\text{нп,расч}}$ от $x_{\text{нп,эксп}}$ у всех авторов, но в области низких значений относительных энтальпий формулы (1) – (3) дают большие количественные отклонения. Сравнение упоминаемых формул с опытными данными показано на рис. 4, где точками обозначены экспериментальные данные, а линиями – аппроксимации: 1 – по формуле (8), 2 – по (1), 3 – по (2) и (5), 4 – по (3) и (4).

Наилучшее совпадение с опытными данными дает расчет по соотношению (1) с отклонением минус 20%, что можно объяснить применением при обработке данных методики, которая мало отличалась от принятой в настоящей работе. Отклонение расчетных значений по зависимостям (3) и (5) от опытных

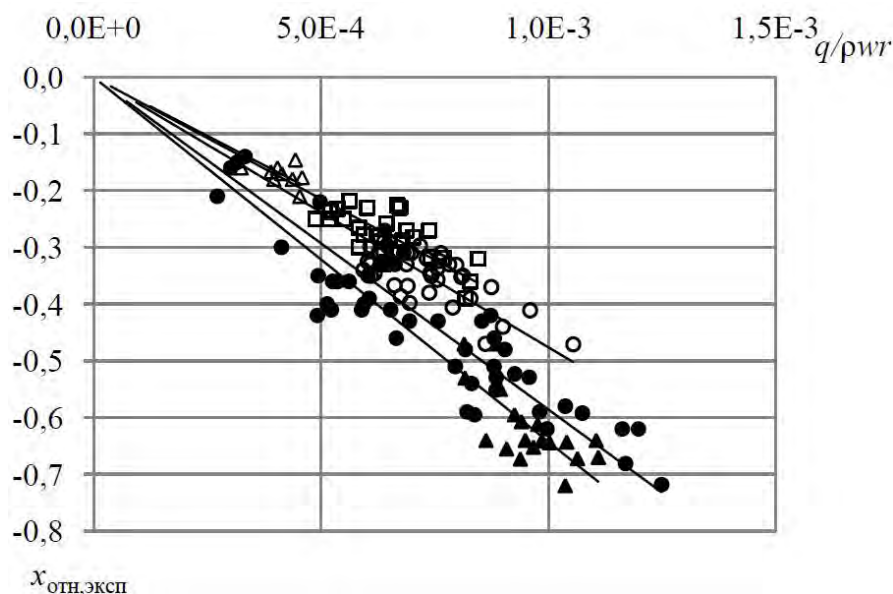


Рис. 2. Влияние давления на границу начала парообразования:
 Δ – $P = 4$; \square – 7 ; \circ – 10 ; \bullet – 14 ; \blacktriangle – 16 МПа.

Табл. 1. Изменение коэффициента K_1 от давления

Приведенное давление $P/P_{кр}$	0,18	0,31	0,44	0,62	0,71
Наиболее вероятное значение коэффициента K_1	-360	-433	-480	-585	-645

составляет минус 37 %, а расчет по формулам (3) и (4) дает отклонение около 70 %. Столь большие отклонения свидетельствуют о том, что авторы использовали методику определения «начала интенсивного парообразования» по минимальному измеренному в опыте значению объемного паросодержания. Такой подход неизбежно приводит к смещению в сторону уменьшения по абсолютной величине граничного значения относительной энтальпии.

В некоторых работах (например, в [10]) начало развитого кипения в трубах предлагается находить по вычислению температуры недогрева теплоносителя:

$$\Delta T_{нк} = T_s - T_f = \frac{q}{\alpha_k} - \frac{q}{\alpha_0}, \quad (9)$$

где α_k определяется по формуле для области конвективного теплообмена для однофазной жидкости, а α_0 – при развитом кипении воды в большом объеме. Использование закономер-

ностей кипения в большом объеме при описании кипения при вынужденном движении в каналах требует убедительных доказательств, учитывая тот факт, что зависимость $q(\alpha)$ в области неравновесного кипения отличается качественно и количественно от таковой для кипения в большом объеме. График изменения температур стенки и теплоносителя на рис. 4 показывает, что коэффициент теплопередачи увеличивается в области неравновесного кипения, достигая максимального значения на нижней по потоку границе, где $T_f = T_s$. Для указанных на рисунке параметров связь $\alpha_{кип}$ с тепловым потоком может быть описана степенной функцией с показателем равным 4, а не 0,7 как при кипении в большом объеме. Кроме этого, если α_0 зависит только от теплового потока и давления, которые при расчете обычно заданы, то α_k , зависящее от искомой среднemasсовой температуры в сечении начала кипения, заставляет решать уравнение (9)

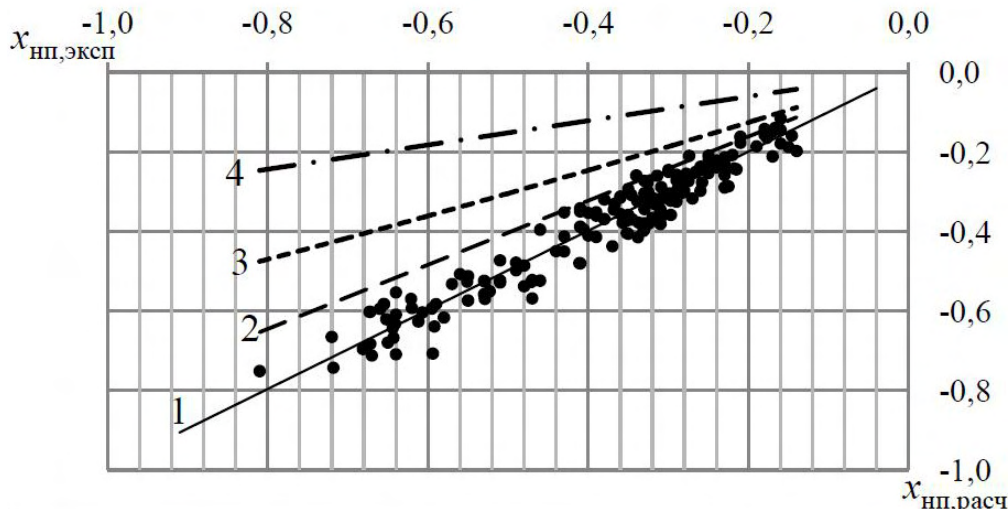


Рис. 3. Сравнение экспериментальных данных с расчетными методиками.

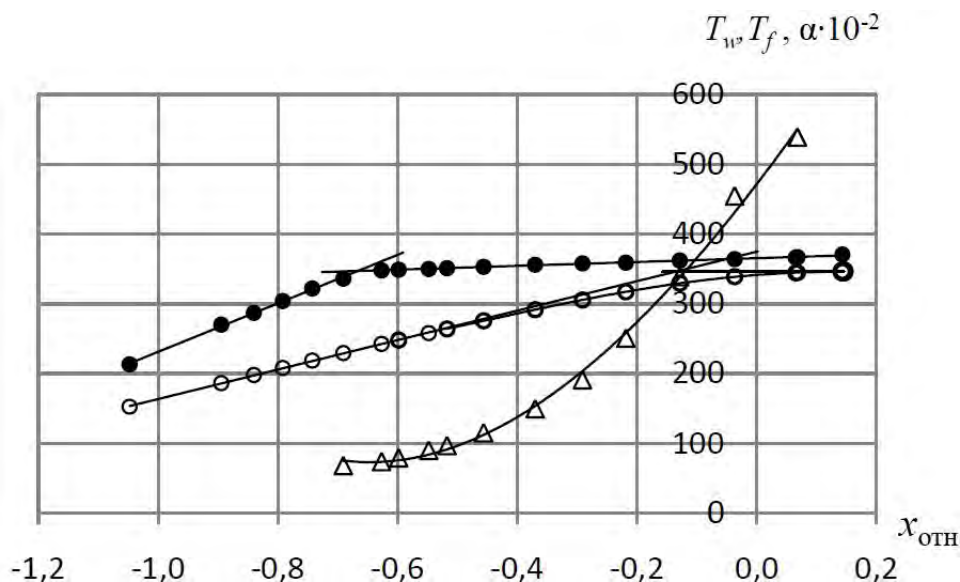


Рис. 4. Изменение температуры стенки (●), среднemasсовой температуры теплоносителя (○) и коэффициента теплопередачи (Δ) при $P = 16$ МПа и $\rho w = 902$ кг/м²с.

методом последовательных приближений.

В настоящее время трудно отказаться от эмпирических зависимостей вида (1) – (8), которые определяют прямую связь среднemasсовой температуры в сечении начала парообразования с относительной энтальпией потока. В этом случае устраняется и неопределенность в задании граничного значения для коэффициента теплопередачи, поскольку в сечении начала парообразования принимается равенство $\alpha_k = \alpha_{нп}$.

В отличие от опытов при постоянном тепловом потоке и переменной температуре на входе, в которых температура стенки остается постоянной в области кипения, в рассматриваемых здесь случаях при разных давлениях наблюдается возрастающая зависимость $T_w(x_{отн})$, определяемая условиями проведения экспериментов при ступенчатом увеличении теплового потока. В качестве иллюстрации можно привести результаты анализа для давления 16 МПа: в конвективной области изменение

температуры стенки от изменения относительной энтальпии при равномерном тепловыделении по длине канала не зависит в пределах погрешности $\pm 10\%$ от массовой скорости и составляет среднее значение:

$$\left(\frac{dT_w}{dx_{\text{отн}}}\right)_k = 357. \quad (10)$$

В области кипения усредненная зависимость производной температуры по относительной энтальпии зависит от массовой скорости и может быть представлена в виде:

$$\left(\frac{dT_w}{dx_{\text{отн}}}\right)_{\text{кип}} = 0,036\rho w - 1,2. \quad (11)$$

Сравнивая выражения (10) и (11), нетрудно заметить, что изменения температуры в этих областях отличаются на порядок. Однако, при обработке экспериментальных данных все-таки учитывалась возрастающая зависимость температуры стенки от энтальпии потока.

Выводы

Переход от режима конвективного теплообмена к теплообмену при кипении в каналах с теплоподводом характеризуется заметным изменением поведения температуры теплоотдающей стенки, что дает возможность экспериментально определить границу такого перехода, на которой реализуются условия: $T_{w,k} = T_{w,нп}$, $\alpha_k = \alpha_{нп}$, $\varphi = 0$ при $x_{\text{отн}} = x_{нп}$.

В работе экспериментально определена граница начала парообразования при условии $T_{w,k} = T_{w,нп}$ в виде безразмерного соотношения (8), которое может быть рекомендовано для применения в области изменения давления от 4 до 160 МПа, массовой скорости от 120 до 1200 кг/м²с и тепловых потоков от $1,3 \cdot 10^5$ до $1,4 \cdot 10^6$ Вт/м².

Анализ предлагаемых в литературе соотношений для границы начала парообразования указывает на существенное различие применяемых методик исследования, что приводит

к большим отклонениям расчетных зависимостей от экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика двухфазных систем: Учебное пособие для вузов – М.: МЭИ, 2000. – С. 374.
2. Зятнина О.А., Ивашкевич А.А., Митрофанова Т.В. Расчет начала пузырькового кипения недогретой воды в трубах // Тр. ЦКТИ. – 1988. – Вып. 241. – С. 104 – 112.
3. Кисина В.И., Тарасова Н.В. Границы и стадии поверхностного кипения воды // Теплоэнергетика. – 2010. – № 3. – С. 9 – 22.
4. Тарасова Н.В., Боронина Л.В., Леонтьев А.И. Основные характеристики неравновесного двухфазного потока воды в трубе // Сб. трудов ВТИ «Теплогидравлические процессы в оборудовании АЭС» // М.: Энергоатомиздат, 1986.
5. Левитан Л.Л., Боровский Л.Я. Голография пароводяных потоков. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – С. 152.
6. Молочников Ю.С., Баташова Г.Н. Истинное паросодержание при кипении воды с недогревом в трубах. – В кн.: Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования – Л.: Наука, 1973. – С. 79 – 96.
7. Брантов В.Г. Истинное объемное паросодержание и кризис теплообмена в трубах. Автореф. дисс. – М.: МЭИ, 1975. – С. 20.
8. Zuber N., F.W. Staub and Bijwaard Vapor Void Fractions in Subcooled Boiling and Saturated Boiling Systems. Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf. – 1966. № 8, p. 24 – 38.
9. РТМ 1604. 062-90 Рекомендации, правила, методики расчета гидродинамических и тепловых характеристик элементов и оборудования энергетических установок. Ч. 1. – Обнинск.: ФЭИ, 1991. – С. 564.
10. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы) – М.: Энергоатомиздат, 1990. – С. 360.

Получено 09.06.2011 г.