

Особенности теплообмена при пузырьковом кипении в электроконвективном потоке

И. М. Черника, *М. К. Болога, О. И. Мардарский, И. В. Кожевников

*Институт прикладной физики,
г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, *e-mail: mbologa@phys.asm.md*

Поступила 25.10.2018
После доработки 28.12.2018
Принята к публикации 03.01.2019

Изучено влияние напряженности электрического поля и межэлектродного расстояния на основные параметры процесса кипения в условиях электрогидродинамического потока. Установлено, что с увеличением плотности теплового потока влияние поля ослабевает. Выявлено оптимальное межэлектродное расстояние, при котором достигается наиболее интенсивная теплоотдача. На основе визуальных наблюдений и скоростной киносъемки процесса анализируется гидродинамическая картина двухфазного потока во взаимосвязи с интенсивностью теплообмена. Получены расчетные соотношения, которые удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента.

Ключевые слова: кипение, паровые пузыри, тепловой поток, напряженность электрического поля, коэффициент теплоотдачи, температурный напор, теплообмен, гидродинамика.

УДК 536.248.2

DOI: 10.5281/zenodo.2629550

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время накоплен богатый экспериментальный материал по влиянию электрического поля на интенсивность теплообмена. Специфику воздействия поля на теплообмен обычно связывают с электроконвективными возмущениями жидкости под действием электрических сил [1, 2]. При этом эффективность воздействия поля определяется также тепло- и электрофизическими свойствами теплоносителя, формой и размерами электродов, напряженностью поля и степенью его неоднородности. Но электроконвективные способы охлаждения с ростом тепловых нагрузок не всегда обеспечивают предусмотренные температурные режимы. С этих позиций актуальной остается разработка испарительных систем охлаждения нового типа – замкнутых электрогидродинамических активного регулирования. В связи с этим заслуживает внимания более углубленное исследование гидродинамики и теплообмена при фазовых превращениях с использованием специальных электродов.

Анализ литературных данных, приведенный в работе [3], позволяет сделать вывод, что наименее изучено и наиболее интересно кипение в условиях электроконвективного потока. Согласно экспериментальным данным [2], наиболее эффективный отвод тепла кипящей жидкостью наблюдается при умеренных значениях теплового потока и высоких напряженностях электрического поля. Особый интерес

представляет изучение закономерностей кипения в условиях электроконвективного потока с позиций инженерного применения результатов.

Цель работы – экспериментальное исследование воздействия неоднородного электрического поля на процесс кипения диэлектрической жидкости в большом объеме. При этом основное внимание уделено изучению влияния напряженности поля и межэлектродного расстояния на основные характеристики процесса кипения в условиях электрогидродинамического потока, создаваемого перфорированным электродом, а также обобщению экспериментальных данных.

Результаты исследования могут быть использованы для разработки замкнутых электрогидродинамических систем активного регулирования, систем охлаждения и термостатирования теплообменных аппаратов с учетом легкости регулирования и простоты конструктивной реализации высокоэффективного воздействия электрических полей.

В качестве диэлектрической жидкости выбран гексан с температурой кипения 68,7°C, относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon/\epsilon_0 = 1,8799$ и удельной электрической проводимостью $\sigma = 10$ пС/м [4, 5]. Теплоотдающий элемент – нержавеющая трубка наружным диаметром 4 мм и длиной 80 мм – располагался горизонтально. Осуществлялся прямой нагрев постоянным током. Высоковольтный электрод в виде медной изолированной проволоки с попережными насечками, обращенными к поверх-

ности нагрева, расположен над теплообменной поверхностью (рис. 1). Измеряя плотность теплового потока и температуру теплообменной поверхности, определяли коэффициент теплоотдачи.

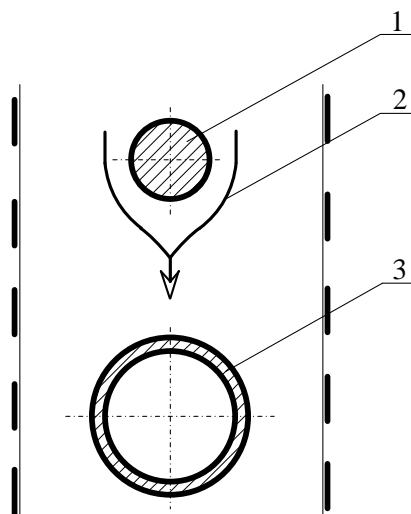


Рис. 1. Расположение рабочих элементов: 1 – электрод с насечками; 2 – направление потока жидкости; 3 – поверхность нагрева.

На рис. 1 показана схематически модель рабочего участка, состоящая из высоковольтного электрода с насечками 1 и теплообменного участка 3. Стрелкой 2 показано направленное движение жидкости от высоковольтного электрода к поверхности нагрева.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основании общих представлений о процессе кипения [6, 7] известно, что необходимым условием его возникновения является перегрев жидкости в пристенном слое, то есть превышение температуры жидкости относительно температуры насыщения при заданном давлении. Величина перегрева зависит от физических свойств жидкости, ее чистоты, граничных условий на поверхности нагрева. Теплота перегрева жидкости расходуется на парообразование; в так называемых центрах парообразования возникают пузырьки пара, которые первоначально остаются на поверхности нагрева, увеличиваются в размере, затем, отрываясь, всплывают в объем жидкости. Часть поверхности, свободная от центров парообразования, омывается жидкостью. Отрыв пузырьков вызывает непрерывное возмущение в слое, прилегающем к поверхности, интенсифицируя обменный процесс между основной частью жидкости и поверхностью нагрева. Движение пузырей в пристенном слое жидкости сопровождается интенсивным ее перемешиванием, вследствие чего нагретые порции жидкости

выносятся в основной объем, а более холодные двигаются к поверхности нагрева. Такой режим перемешивания обуславливает высокую интенсивность теплоотдачи. По мере увеличения плотности теплового потока число действующих центров парообразования растет, процесс кипения становится все более интенсивным.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные зависимости величины удельной тепловой нагрузки от температурного напора при различных напряженностях поля E . Чем больше $\Delta T = T_{cm} - T_s$, тем интенсивнее образование пузырьков пара и кипение жидкости, выше значения коэффициента теплоотдачи. Увеличение интенсивности теплоотдачи под воздействием электрического поля происходит в том случае, когда турбулентное перемешивание, вызванное электроконвекцией, становится интенсивнее возмущений, проводимых пузырьковым парообразованием.

Исследования с применением скоростной киносъемки показывают, что при фиксированном режиме кипения в электрическом поле частота образования паровых пузырьков оказывается неодинаковой в различных точках поверхности, что придает процессу кипения сложный хаотичный характер. Скорости роста и размеры отдельных пузырьков характеризуются случайными отклонениями от некоторых средних значений. С ростом напряженности поля при фиксированной плотности теплового потока q диаметр паровых пузырьков уменьшается. После достижения определенного размера пузырек отрывается от поверхности нагрева. Отрывной диаметр определяется соотношениями между силами тяжести, поверхностного натяжения, кулоновской и силой инерции, представляющей собой динамическую реакцию, возникшую в результате быстрого роста парового пузырька. Как известно, с увеличением напряженности поля возрастает частота отрыва паровых пузырьков [8]. Особенности роста и отрыва пузырьков зависят от смачивания жидкостью. Используемая в опытах диэлектрическая жидкость типа гексан хорошо смачивает чистые металлические поверхности, а паровые пузырьки при своем росте имеют тонкую ножку и легко отрываются от поверхности нагрева.

В то же время ввиду большей проводимости жидкости по сравнению с ее паровой фазой [5] пузырьки вытесняются из зоны действия поля и заменяются жидкостью, что способствует подавлению центров кипения, омыванию поверхности теплообмена новой, более холодной жидкостью и, как следствие, происходит интенсификация теплообмена (рис. 3). При этом с ростом напря-

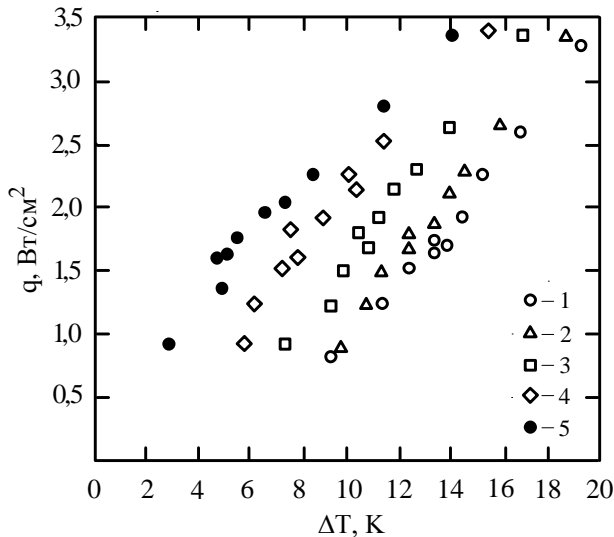


Рис. 2. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора: 1 – $E = 0$; 2 – 25 кВ/см; 3 – 37,5 кВ/см; 4 – 50 кВ/см; 5 – 62,5 кВ/см.

женности поля на поверхности теплообмена уменьшается количество центров кипения вплоть до вырождения. С ростом плотности теплового потока начинается слияние паровых пузырьков с образованием конгломератов их скоплений. В межэлектродном пространстве при $q = 10^4$ Вт/м² возрастает объемное содержание пара до 65–75 процентов. Под действием электрического поля объемное содержание пара уменьшается и составляет 50–60 процентов.

С ростом напряженности поля интенсивность теплоотдачи возрастает (рис. 3). Большим значениям напряженности соответствуют более высокие значения коэффициента теплоотдачи при тех же плотностях теплового потока. Объясняется это тем, что по мере роста тепловой нагрузки эффективная толщина слоя жидкости, находящегося вблизи поверхности нагрева, уменьшается, что приводит к большей интенсивности теплообмена. Из рис. 3 также следует, что с увеличением плотности теплового потока темп роста коэффициента теплоотдачи замедляется, а при высоких плотностях теплового потока коэффициент теплоотдачи практически не зависит от напряженности поля.

Сопоставление опытных результатов при различных конфигурациях электродов показало, что интенсивность теплообмена может меняться в зависимости от формы и диэлектрического покрытия поверхности электрода. На рис. 4 представлены результаты опытов [9] с использованием непроницаемого для пара сплошного высоковольтного электрода и электрода в виде проволоки с насечками, обращенными к поверхности нагрева. Использование сплошного высоковольтного электрода желательно при слабых полях. С возрастанием напряженности E

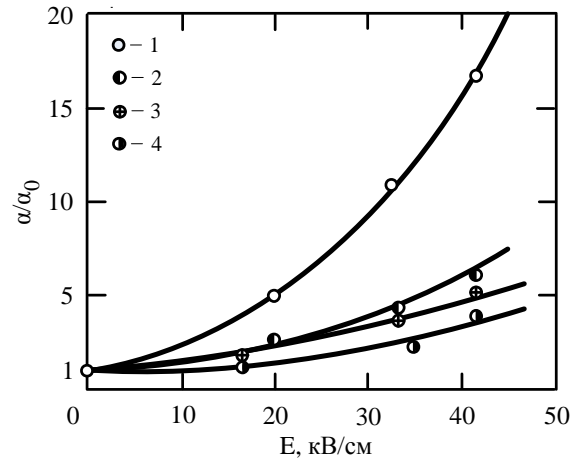


Рис. 3. Влияние электрического поля на интенсивность теплообмена при кипении: 1 – $q = 9750$ Вт/м²; 2 – 16350 Вт/м²; 3 – 17580 Вт/м²; 4 – 24980 Вт/м².

предпочтительнее использовать высоковольтный электрод с насечками. Влияние этих факторов на теплоотдачу проявляется в основном из-за изменения геометрии силовых линий электрического поля и плотности центров парообразования вследствие изменения напряженности E .

Представляет интерес влияние межэлектродного расстояния на интенсивность теплоотдачи, изученное в работе [9] для сплошного высоковольтного электрода. На основе экспериментальных результатов определено оптимальное расстояние между поверхностью нагрева и перфорированным электродом, составляющее 2,5–3,2 мм (рис. 5). Интенсивность теплообмена в межэлектродном промежутке определяется взаимодействием пульсационного движения жидкости вследствие парообразования и возмущений потока жидкости, обусловленных электроконвекцией. При малом межэлектродном расстоянии порядка 1,5–2,8 мм электроконвекция происходит в пределах перегретого слоя, вблизи поверхности нагрева, где температура омываемой жидкости приблизительно равна температуре стенки поверхности теплообмена, которая омывается более нагретой жидкостью по сравнению с находящейся в объеме. В межэлектродном промежутке 1,5–2,5 мм за счет разности диэлектрической проницаемости жидкости и пара пузыри достаточно хорошо удаляются от поверхности нагрева.

С увеличением межэлектродного промежутка до 3,4–4,2 мм при определенной величине напряжения U наступает гидродинамическая перестройка структуры двухфазного потока, в результате которой поступление к поверхности нагрева достаточных порций жидкости затруднено. В определенных местах поверхности

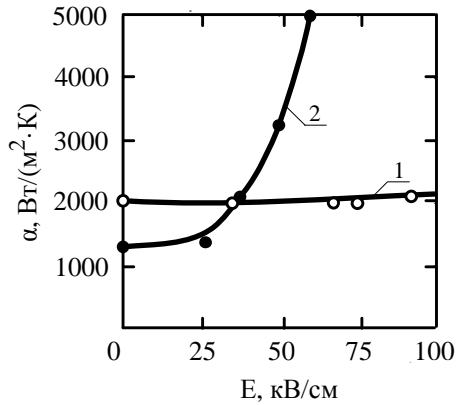


Рис. 4. Сравнение данных по теплоотдаче для непроницаемого электрода (кривая 1) [9] и электрода с насечками (кривая 2), $q = 16800 \text{ Вт/м}^2$.

возможное образование сухих участков и отвод тепла непосредственно к пару происходят менее интенсивно. Это определяет снижение коэффициента теплоотдачи при больших межэлектродных расстояниях.

Следует отметить, что механизм теплопереноса при пузырьковом кипении в условиях электроконвективного потока требует дальнейшего изучения, поскольку высказывания по этому важному вопросу ограничены и к тому же носят противоречивый характер.

ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Теплообмен при кипении в большом объеме. В настоящее время имеется много подходов к описанию теплообмена при развитом пузырьковом кипении в условиях естественной конвекции. Однако ни одна теоретическая модель не привела к чисто аналитическому решению задачи. Исследования в этой области основаны на различных физических моделях, использующих определенные допущения и упрощения. Поэтому не удивительно, что большинство расчетных соотношений представляют собой эмпирические зависимости, полученные на основе экспериментальных данных с привлечением теории подобия и анализа размерностей.

Одно из первых критериальных уравнений для расчета теплообмена при пузырьковом кипении в большом объеме было предложено Г.Н. Кружилиным [10]. В основе разработанной им модели процесса кипения лежит предположение, что тепло от поверхности нагрева воспринимается жидкостью, которая испаряется

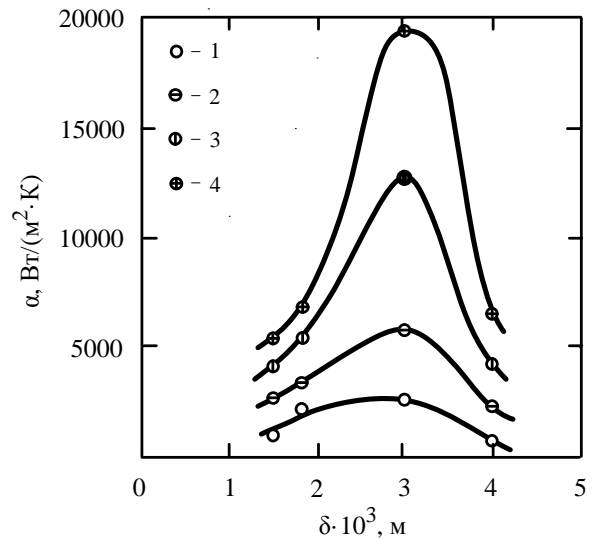


Рис. 5. Зависимость коэффициента теплоотдачи от межэлектродного расстояния, $q = 9800 \text{ Вт/м}^2$: 1 – $U = 0$; 2 – 5 кВ; 3 – 10 кВ; 4 – 12,5 кВ.

во всплывающий паровой пузырь. Процесс теплообмена описывается уравнениями энергии в жидкой фазе, движения и неразрывности фаз и уравнением роста объема пузыря вследствие испарения жидкости с поверхности пузыря. Анализ системы уравнений и условия теплового взаимодействия на границе раздела фаз методами теории подобия позволили получить расчетную зависимость в виде:

$$\text{Nu} = 0,082 K_q^{0,7} K_u^{0,33} \text{Pr}^{-0,45}, \quad (1)$$

где $K_q = \frac{ql}{r\rho''a'l^*}$ – комплекс, определяющий плотность центров парообразования; $K_u = \frac{l_{kp}c'_p(T_{cm} - T_s)}{2lr} \cdot \frac{\rho'}{\rho''}$ – комплекс, определяющий частоту отрыва паровых пузырей с поверхности нагрева;

$$l^* = \frac{l_{kp}}{2} \cdot \frac{c'_p(T_{cm} - T_s)}{r} \cdot \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{c'_p \sigma \rho' T_s}{(r\rho'')^2}; \quad l = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}};$$

$l_{kp} = \frac{2\sigma T_s}{r\rho''(T_{cm} - T_s)}$ – характерные линейные размеры.

С.С. Кутателадзе [10, 11] вывел соотношение для расчета безразмерного коэффициента теплоотдачи при кипении насыщенной жидкости в большом объеме с помощью анализа размерностей. Критериальное уравнение имеет вид:

$$\text{Nu}^* = 7 \cdot 10^{-4} (\text{Pe}^* K_p)^{0,7} \text{Pr}^{-0,35}, \quad (2)$$

где $\text{Nu}^* = \frac{\alpha}{\lambda'} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}}$ – число Нуссельта при испарении; $\text{Pe}^* = \frac{q}{r\rho''a'} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}}$ – число Пекле

при испарении; $K_p = \frac{p}{\sqrt{\sigma g (\rho' - \rho'')}} - \text{комплекс,}$

определяющий влияние давления; $\text{Pr} = \frac{\nu'}{a'}$ – число

Прандтля для жидкой фазы.

Д.А. Лабунцов [10] предлагает рассчитывать интенсивность теплоотдачи при кипении в большом объеме по формуле:

$$\alpha = 7,5 \cdot 10^{-2} \left[1 + 10 \left(\frac{\rho''}{\rho' - \rho''} \right)^{2/3} \right] \sqrt[3]{\frac{\lambda'^3}{\sigma \nu' T_s}} q^{2/3}. \quad (3)$$

В американской литературе большой известностью пользуется формула У.М. Розенау [12]. При построении физической модели Розенау исходил из того, что неподвижная пленка жидкости у поверхности нагрева вследствие движения отрывающихся пузырей разрывается, благодаря чему достигаются высокие значения коэффициента теплоотдачи. Уравнение для расчета теплообмена при пузырьковом кипении в большом объеме имеет вид:

$$\frac{c'_p (T_{cm} - T_s)}{r} = C \left[\frac{q}{\mu' r \sqrt{g (\rho' - \rho'')}} \right]^{0,33} \cdot \left(\frac{c'_p \mu'}{\lambda'} \right)^{1,7}, \quad (4)$$

где константа C зависит от свойств материала поверхности нагрева и от сочетания поверхность-жидкость.

Для процесса теплообмена при кипении в большом объеме Π – методом теории размерностей [13] были рассмотрены следующие безразмерные комплексы:

$$\begin{aligned} & \frac{\lambda'^3 q}{c'_p{}^3 \sigma^3 (\rho' - \rho'')}; \quad \frac{\lambda'^2 (T_{cm} - T_s)}{c'_p \sigma^2}; \\ & \frac{\alpha \sigma \sqrt{r}}{\lambda' q}; \quad \frac{\lambda' (T_{cm} - T_s)}{\sigma \sqrt{r}}; \quad \frac{c'_p \sigma}{\lambda' \sqrt{r}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Комбинируя эти комплексы

$$\frac{\alpha \sigma r \sqrt{r}}{\lambda' c'_p q (T_{cm} - T_s)} \cdot \frac{\lambda' q}{c'_p{}^2 \sigma (\rho' - \rho'') (T_{cm} - T_s)} = C_0,$$

получим следующее соотношение для коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha = C_0 \frac{c'_p{}^3 (\rho' - \rho'')}{r^{3/2}} \cdot (T_{cm} - T_s)^2. \quad (6)$$

С учетом закона конвективного теплообмена Ньютона $q = \alpha (T_{cm} - T_s)$ соотношение (6) принимает вид:

$$q = C_0 \frac{c'_p{}^3 (\rho' - \rho'')}{r^{3/2}} \cdot (T_{cm} - T_s)^3. \quad (7)$$

Анализ формул (6) и (7) показывает, что коэффициент теплоотдачи α зависит от темпера-

турного напора ΔT во второй степени, а плотность теплового потока q является функцией от температурного напора ΔT в третьей степени, то есть $\alpha \approx \Delta T^2$, $q \approx \Delta T^3$. Совместное решение уравнений (6) и (7) имеет вид $\alpha \approx q^{2/3}$. Сделанные выводы подтверждаются формулами (1)–(4), а также многочисленными измерениями [11, 14].

На рис. 6 дано сопоставление расчетных данных, соответствующих приведенным выше формулам. Вычисления выполнены с использованием свойств насыщенного гексана при температуре $T_s = 341,85$ К [4, 5]. Значение константы C уравнения Розенау принято равным $C = 0,01$, а формул (6) и (7) – $C_0 = 7 \cdot 10^{-5}$. Из сопоставления следует, что формулы (2) и (7) дают практически одинаковые результаты. Несколько завышенные значения плотности теплового потока соответствуют формулам (1), (3) и (4) в области умеренных и больших температурных напоров. В целом расчетные данные по вышеприведенным формулам удовлетворительно согласуются.

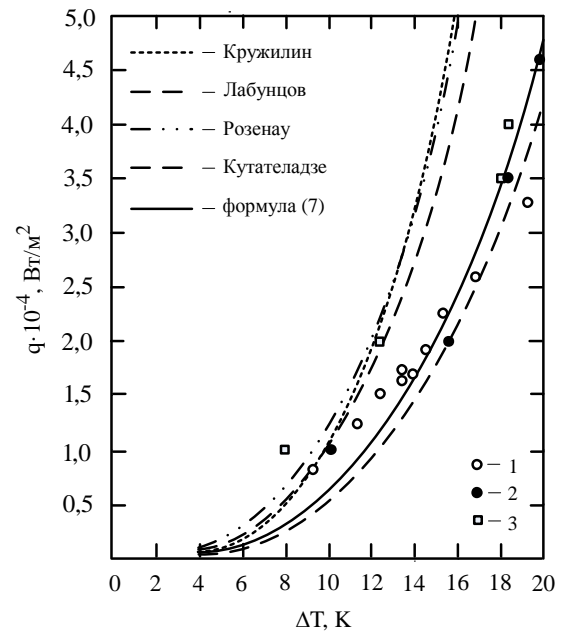


Рис. 6. Зависимость q от ΔT при кипении в большом объеме: 1 – гексан; 2 – н-пентан [15]; 3 – н-пентан [2].

На рис. 6 проведено также сравнение результатов ряда опытов по теплоотдаче при кипении гексана и н-пентана, полученных авторами [2, 15] при атмосферном давлении, с расчетами по приведенным выше формулам. Как видно, данные по формулам (2) и (7) вполне удовлетворительно согласуются с опытными результатами для различных жидкостей. Расчеты по остальным трем формулам совпадают с экспериментальными данными в области умеренных температурных напоров.

Теплообмен при кипении в электроконвективном потоке. Π – методом теории размерностей определены также безразмерные

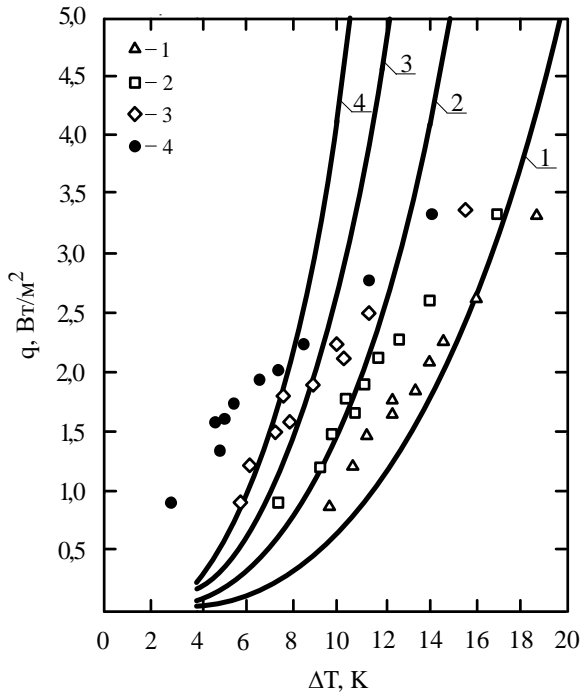


Рис. 7. Сопоставление расчетной зависимости (10) с опытными данными: 1 – $E = 25$ кВ/см; 2 – 37,5 кВ/см; 3 – 50 кВ/см; 4 – 62,5 кВ/см.

комплексы для кипения под воздействием электроконвективного потока:

$$\frac{\lambda'q}{c'_p\sigma\epsilon E^2}; \frac{\lambda'^2(T_{cm}-T_s)}{c'_p\sigma^2}; \frac{\lambda'^2r}{c'_p{}^2\sigma^2}; \quad (8)$$

$$\frac{\alpha\sigma\sqrt{r}}{\lambda'q}; \frac{\lambda'(T_{cm}-T_s)}{\sigma\sqrt{r}}; \frac{c'_p\sigma}{\lambda'\sqrt{r}},$$

которые после комбинирования приводят к соотношению:

$$\alpha = C_E \left(\frac{\lambda'}{\sigma} \right)^4 \cdot \frac{\epsilon E^2}{c'_p r^{1/2}} \cdot (T_{cm} - T_s)^2 \quad (9)$$

и эквивалентному по форме выражению:

$$q = C_E \left(\frac{\lambda'}{\sigma} \right)^4 \cdot \frac{\epsilon E^2}{c'_p r^{1/2}} \cdot (T_{cm} - T_s)^3. \quad (10)$$

Из формул (9) и (10) следует, что связи между коэффициентом теплоотдачи и температурным напором, коэффициентом теплоотдачи и плотностью теплового потока, плотностью теплового потока и температурным напором сохранились. В то же время влияние абсолютной диэлектрической проницаемости жидкости ϵ и напряженности поля E на основные характеристики процесса учитывается множителем ϵE^2 , представляющим электрогидродинамическую силу поля, то есть $\alpha \approx \epsilon E^2$, $q \approx \epsilon E^2$.

Распределение плотности теплового потока, вычисленное по формуле (10), представлено на рис. 7 при различных напряженностях поля. Большим значениям напряженности поля соответствуют более высокие плотности теплового

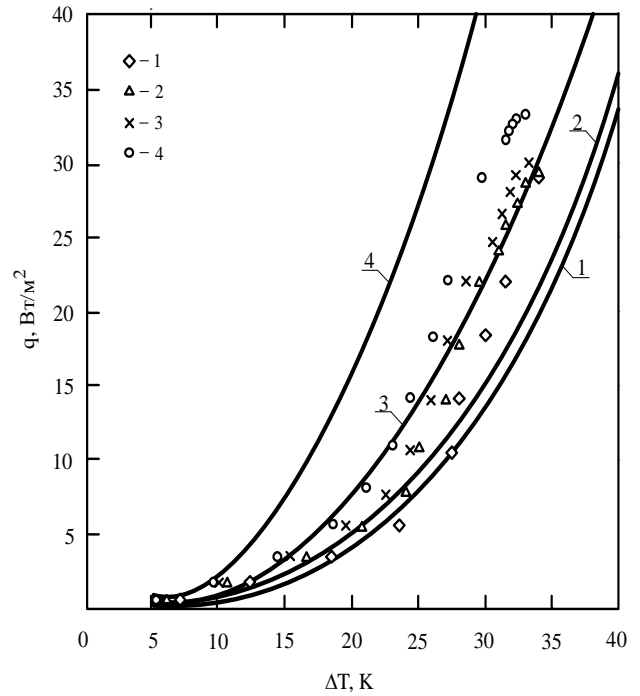


Рис. 8. Сопоставление формул (7) и (10) с опытными данными [2]: 1 – $E = 0$ кВ/см; 2 – 10 кВ/см; 3 – 15 кВ/см; 4 – 25 кВ/см.

потока, что подтверждается многочисленными измерениями [2, 9, 16]. Сравнение расчетных и экспериментальных значений плотностей теплового потока, приведенное также на рис. 7, показывает, что опытные данные удовлетворительно аппроксимируются формулой (10), если константа C_E равна 25.

На рис. 8 приведено сопоставление расчетных формул (7) и (10) с результатами опытов по теплоотдаче при пузырьковом кипении н-пентана [2]. Обработка данных [2] проводилась в предположении, что величина межэлектродного расстояния равна 1 см. Вычисления осуществлялись с использованием свойств насыщенного н-пентана при температуре $T_s = 306,21$ К [17]. Как видно, достигается не только качественное, но в значительной мере и количественное согласование. Особенно это заметно при низких и умеренных напряженностях поля. На основе экспериментальных данных установлено, что константа формулы (7) равна $C_0 = 15 \cdot 10^{-5}$, а формулы (10) – $C_E = 200$.

На рис. 9 опытные данные представлены в координатах зависимости:

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{C_E}{C_0} \cdot \left(\frac{\lambda'}{c'_p\sigma} \right)^4 \cdot \frac{r}{\rho' - \rho''} \cdot \epsilon E^2, \quad (11)$$

полученной в результате деления уравнений (6) и (9).

Анализ выражения (11) показывает, что для конкретной жидкости отношение коэффициентов теплоотдачи α/α_0 зависит только от напряженности поля E во второй степени, в то время как

опытные данные также зависят от величины плотности теплового потока. Несмотря на отмеченный недостаток, при больших значениях плотности теплового потока опытные данные удовлетворительно совпадают с расчетными результатами. Качественно этот результат согласуется с опытными данными по теплоотдаче при пузырьковом кипении н-пентана [2] и фреонов R-113 [2] и R-123 [2, 18, 19].

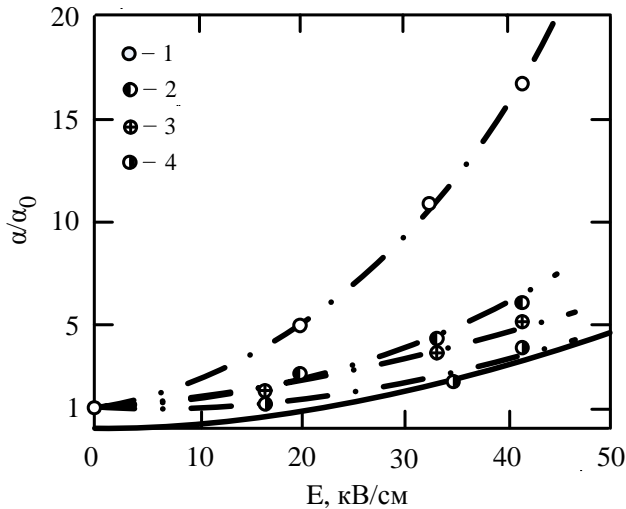


Рис. 9. Сопоставление расчетной зависимости (11) (сплошная кривая) с опытными данными: 1 – $q = 9750$ Вт/м²; 2 – 16350 Вт/м²; 3 – 17580 Вт/м²; 4 – 24980 Вт/м².

Если напряженность поля E выразить через напряжение U простым соотношением $E = U/\delta$, где δ – расстояние между высоковольтным электродом и поверхностью нагрева, то формула (9) переписывается в виде:

$$\alpha = C_E \left(\frac{\lambda'}{\sigma} \right)^4 \cdot \frac{(T_{cm} - T_s)^2}{c_p' r^{1/2}} \cdot \varepsilon \left(\frac{U}{\delta} \right)^2. \quad (12)$$

Из формулы (12) следует, что при фиксированном напряжении U интенсивность теплообмена при кипении увеличивается по мере уменьшения межэлектродного расстояния δ . Такой вывод подтверждается опытными данными по теплоотдаче при кипении гексана и фреона R-123 [18, 19] при умеренных и больших межэлектродных расстояниях. В то же время присутствие пузырьков пара в межэлектродном пространстве может быть причиной неравномерности локального электрического поля, которое при малых межэлектродных расстояниях может привести к изменению динамики роста пузырьков и закономерностей конвективного теплообмена. Учесть эти и другие особенности теплообмена при кипении в электроконвективном потоке пока не представляется возможным.

Таким образом, формулы (6), (7), (9)–(12) удовлетворительно отражают основные характеристики процесса кипения и с приемлемой точностью совпадают с экспериментальными данными. Формулы также могут быть использованы для других диэлектрических теплоносителей и при решении различных задач, связанных с разработкой и созданием новых теплообменных аппаратов. В таких случаях константы имеют другие значения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанные результаты показывают, что при воздействии электрического поля температура поверхности нагрева начинает резко падать. Быстрый рост пузырьков сопровождается охлаждением слоя жидкости между пузырьком и поверхностью нагрева. Температура стенки при воздействии поля падает примерно до температуры насыщения, затем возрастает до некоторого пульсирующего уровня в интервале значений между температурой насыщения и температурой кипения.

Чем больше степень проникновения жидкости к поверхности нагрева, тем больше перегрев жидкости для образования центров кипения. Следовательно, максимальное проникновение жидкости соответствует максимальному подавлению кипения, чему и способствует приведенная схема размещения электрода с насечками. В результате действия электрических сил создается направленное движение жидкости к поверхности нагрева и наблюдается ее проникновение в микрослой поверхности нагрева, что приводит к более интенсивному удалению паровых пузырей с теплоотдающей поверхности.

Направленное движение электродинамического потока жидкости является эффективным методом интенсификации теплообмена при кипении, и для его оптимизации необходимы более ясные представления о механизме подвода жидкости к поверхности нагрева, в связи с чем основное внимание должно быть уделено изучению гидродинамики, влияния геометрии и размещению электродов.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shahriari A., Birbarach P., Junho Oh., Miljkovic N. et al. *Nanosc Microsc Therm.* 2017, **21**, 102–121.
2. Zaghoudi M.C., Lallemand M. *Exp Heat Transfer.* 2001, **14**, 157–180.
3. Мардарский О.И., Болога М.К. *ЭОМ.* 2009, **45**(3), 42–48.
4. Mopsik F.I. *J Res NBS.* 1967, **A71**, 287–292.

5. Andrade M.I. *J Chem Thermodyn.* 2000, **32**, 923–930.
6. Пономаренко П.А., Фролова М.А., Ленивенко И.Н. *Глобальная ядерная безопасность.* 2016, **18**(1), 60–65.
7. Воробьев В.С., Малышенко С.П. *Теплофизика высоких температур.* 2010, **48**(6), 1005–1030.
8. Siedel S., Cioulachtjian S., Robinson A.J. and Bonjour J. *Proceeding of the 8th International Conference on Boiling and Condensation Heat Transfer.* Lausanne, Switzerland, 2012, pp. 415–419.
9. Черника И.М., Болога М.К., Кожевников И.В., Мардарский О.И. *Труды юбилейной конференции Национального комитета РАН по тепло- и массообмену «Фундаментальные и прикладные проблемы теплообмена» и XXI Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и теплообмена в энергетических установках» (22–26 мая 2017, Санкт-Петербург)* т. 1. М.: 2017. С. 119–122.
10. Ковалев С.А., Леонтьев А.И. *Теплофизика высоких температур.* 1999, **37**(6), 989–997.
11. Кутателадзе С.С. *Основы теории теплообмена.* М.: Атомиздат, 1979. 416 с.
12. Rohsenow W.M. *Trans ASME.* 1952, **74**, 969–976.
13. Cernica I. *Bazele fizice ale analizei dimensionale.* Bucureşti: AGIR, 2014. 216 p.
14. *Теория теплообмена.* Под ред. А.И. Леонтьева. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2018. 464 с.
15. Cardoso E.M., Passos J.C., Stutz B. 7th ECI International Conference on Boiling Heat Transfer. (ICBHT 2009). 3–7 may 2009, Florianopolis, Santa Catarina, Brazil, 2010. PP. 144–150.
16. Болога М.К., Кожевников И.В., Мардарский О.И., Поликарпов А.А. *ЭОМ.* 2012, **48**(4), 44–46.
17. *CRC Handbook of Chemistry and Physics.* 94th edition. Ed. Haynes W.M. FL: CRC Press LLC, Boca Raton, 2013–2014. PP. 3–438.
18. Ahmad S.W., Karayiannis T.G., Kenning D.B.R., Luke A. *Appl Therm Eng.* 2011, **31**, 1994–2003.
19. Hristov Y., Zhao D., Kenning D.B.R., Sefiane K. et al. *Heat and Mass Transfer.* 2009, **45**(7), 999–1017.

Summary

The effect of the electric field strength and interelectrode gap distance on the main parameters of the boiling process under electrohydrodynamic flow conditions is studied. It is established that an increase of the heat flux density results in a decrease of the field effect. The optimal interelectrode gap distance corresponding to the maximum heat transfer is found. The hydrodynamics of the two-phase flow and its influence on the heat transfer intensity is analyzed on the base of visual observations and high-speed filming of the process. The calculated dependences are in satisfactory agreement with the experimental results.

Keywords: boiling, vapor bubbles, heat flux, electric field intensity, coefficient of heat transfer, temperature head, heat transfer, hydrodynamics.