

*А.А. Еронин, В.И. Борзенко, С.П. Малышенко*

Институт высоких температур РАН, Москва, Россия

## КИПЕНИЕ ЖИДКОГО АЗОТА НА ГЕОМЕТРИЧЕСКИ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ В ПРИСУТСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

### АННОТАЦИЯ

Исследовано влияние геометрических неоднородностей обогреваемой поверхности на локальный теплообмен при кипении жидкого азота в присутствии электрического поля. Показано, что создание специальных областей на обогреваемой поверхности – полевых ловушек – приводит к существенному увеличению локального коэффициента теплоотдачи. Полевая ловушка – это область на обогреваемой поверхности, в которой электрическое поле препятствует отрыву растущего пузырька, что приводит к увеличению времени роста и отрывного диаметра пузыря. Специальная конфигурация электрического поля создавалась путем использования различных геометрических неоднородностей на обогреваемой поверхности. Дано теоретическое объяснение эффекта полевых ловушек.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Неоднородные внешние электрические поля приводят к возникновению в диэлектрических жидкостях объемных и поверхностных сил, существенно влияющих на процессы теплопереноса при кипении (см. [1–10] и цитируемую там литературу). В большинстве исследований такие поля создавались при различном взаимном расположении обогреваемой поверхности и внешних электродов. При градиентах напряженности поля  $E$ , направленных к обогреваемой поверхности ( $\nabla E^2 \cdot n < 0$ , где  $n$  – вектор нормали на обогреваемой поверхности) экспериментально обнаружены следующие эффекты: конвективный перенос тепла за счет электроконвекции на начальных участках кривой кипения увеличивался, и соответственно возрастали тепловые потоки  $q_{н.к.}$ , соответствующие началу кипения. Форма отрывных паровых пузырей изменялась. Их размер уменьшался, а частота отрыва увеличивалась. Коэффициенты теплоотдачи  $\alpha$  на начальных участках кривых кипения и в пленочном режиме возрастали. Критические тепловые нагрузки  $q_{к1}$  повышались за счет дестабилизации пленки пара на обогреваемой поверхности. При  $\nabla E^2 \cdot n > 0$  наблюдалось увеличение  $\alpha$  на начальных участках кривых кипения за счет “осаждения” пузырьков на обогреваемой поверхности, а также снижение  $q_{к2}$  и повышение устойчивости паровых пленок [10]. При  $\nabla E^2 \cdot n < 0$  гистерезис закипания уменьшался или исчезал, а при  $\nabla E^2 \cdot n > 0$  сохранялся [1–10].

Таким образом, в зависимости от конфигурации внешних электродов, создающих неоднородное электрическое поле на обогреваемых поверхностях, интенсификация теплообмена при кипении диэлектриков в пузырьковых режимах обеспечивалась главным образом либо за счет усиления конвекции, когда теплосъем испарением подавлялся (при  $\nabla E^2 \cdot n < 0$ ), либо за счет испарения (при  $\nabla E^2 \cdot n > 0$ ), когда вклад электроконвекции уменьшался, а критические тепловые нагрузки снижались.

В предыдущих работах мы исследовали возможность интенсификации теплообмена при кипении диэлектриков во внешнем электрическом поле путем создания неоднородного поля за счет искусственных геометрических неоднородностей непосредственно на обогреваемой поверхности [11]. Был обнаружен эффект значительного возрастания локального коэффициента теплоотдачи в области искусственных неоднородностей на обогреваемой поверхности, который мы назвали эффектом полевых ловушек.

В настоящей работе рассматривается влияние параметров геометрических неоднородностей обогреваемых поверхностей, создающих полевые ловушки, и интенсивности электрического поля на теплообмен при кипении.

### 2. ЭФФЕКТЫ ВНЕШНЕГО ПОЛЯ ПРИ КИПЕНИИ НА НЕОДНОРОДНЫХ ОБОГРЕВАЕМЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Влияние внешнего поля на теплоперенос в жидких диэлектриках определяется возникновением объемных сил, зависящих от напряженности поля  $E$ :

$$f_v = \rho_e E - \frac{\epsilon_0}{2} E^2 \nabla \epsilon + \frac{\epsilon_0}{2} \nabla \left( \rho E^2 \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T \right), \quad (1)$$

здесь  $\rho_e$  – плотность свободных зарядов,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость. При кипении диэлектрических жидкостей время релаксации заряда обычно существенно превышает время роста и отрыва пузырей. Поэтому первый член в (1) является существенным только на конвективной ветви кривой кипения. Второй член определяется связанной с градиентом температуры неоднородностью  $\epsilon$  в пограничном слое, и частично компенсирует силы плавучести на горизонтальных обращенных вверх обогреваемых поверхностях, что может приводить к подавлению естественной конвекции в однородных полях. Второй и третий член в (1) определяют элек-

трогидродинамические эффекты при кипении ди-электриков во внешних полях.

Выступы или впадины формируют вблизи обогреваемых поверхностей в пограничном слое неоднородное электрическое поле. На вершинах выступов поле имеет максимальную напряженность, во впадинах – минимальную. В отличие от кипения в отсутствие поля, при его наличии образование жизнеспособных зародышей пара на обогреваемой поверхности наиболее вероятно не во впадинах, а на вершинах выступов, где напряженность поля  $E$  максимальна, причем размер критического зародыша с ростом  $E$  возрастает. В этой связи появляется возможность использования искусственных выступов как концентраторов напряженности для инициирования зародышеобразования. В неоднородном поле на пузырек действует сила

$$F_b = 2\pi R_b^3 \varepsilon_0 \frac{1 - \varepsilon_l}{1 + 2\varepsilon_l} \nabla E^2, \quad (2)$$

где  $R_b$  – радиус пузырька,  $\varepsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость жидкости, в которую помещен пузырек. Эта сила направлена противоположно вектору  $\nabla E^2$ . Очевидно, что, создавая на обогреваемой поверхности искусственные неоднородности, можно реализовать такую геометрию поля, при которой образовавшийся на выступе критический зародышевый пузырек под действием электрофоретических сил переместится вдоль поверхности в ту область, где напряженность поля минимальна (полевую ловушку), и задержится там. При этом размер пузырька станет закритическим, что вызовет его активный рост, а также увеличение локального теплообмена на участке поверхности, соответствующем полевой ловушке для пузырьков. При создании упорядоченной системы концентраторов напряженности и полевых ловушек на обогреваемой поверхности можно обеспечить интенсификацию теплообмена при кипении в среднем на всей обогреваемой поверхности за счет испарения.

Кроме того, неоднородности поля вблизи обогреваемой поверхности будут способствовать и увеличению конвективного переноса тепла. Реализация этого метода при использовании внешнего электрода и обогреваемой поверхности, параллельных друг другу, возможна, например, путем создания на обогреваемой поверхности системы штырьков с характерными размерами, превышающими критические диаметры зародышевых пузырьков и расположенными на расстояниях, больших их отрывных диаметров (редкая щетка), или путем гофрирования поверхности.

Оценить влияние неоднородного электрического поля в полевой ловушке на отрывные размеры пузырей можно с помощью анализа структуры полуэмпирических соотношений для растущего парового пузырька. Можно допустить, что влияние внешнего электрического поля главным образом определяется возникновением дополнительной силы (2), действующей на пузырек и пропорциональной его объему, т.е. полагая, что поле изменяет только силу плавучести, действующую на пузырек. В наиболее

надежные полуэмпирические соотношения для  $R_0$  удельная (на единицу объема пузырька) сила плавучести  $F_A$  входит в виде  $R_0 \sim AF_i^{-1/3}$ , где  $A$  – функция свойств жидкости и чисел Якоба [15], а форма функций  $F_i$  определяется полемым воздействием. Для отрывных диаметров в условиях кипения, отличающихся лишь наличием  $R_{01}$  или отсутствием  $R_{02}$  внешнего электрического поля, на горизонтальных обращенных вверх поверхностях получаем:

$$\frac{R_{01}}{R_{02}} = \left( \frac{F_2}{F_1} \right)^{1/3}. \quad (3)$$

Для сферического пузырька в поле тяжести  $F_2 = \frac{4}{3} \pi g \Delta \rho$ , а при включении внешнего электрического поля

$$F_1 = F_2 - 2\pi \varepsilon_0 \frac{(\varepsilon_l - 1)}{(1 + 2\varepsilon_l)} (\nabla E^2)_n,$$

где  $(\nabla E^2)_n$  – проекция вектора  $\nabla E^2$  на вертикаль.

Полагая  $\nabla E^2$  слабо изменяющимся на масштабах порядка  $R_0$  и подставляя  $F_1$  и  $F_2$  в (2), имеем:

$$\frac{R_{01}}{R_{02}} = \left[ 1 - \frac{3}{2} \varepsilon_0 \frac{(\varepsilon_l - 1)}{(1 + 2\varepsilon_l)} \frac{(\nabla E^2)_n}{g \Delta \rho} \right]^{-1/3} \quad (4)$$

и соответственно для времени роста пузырей до отрывного размера:

$$\frac{t_{01}}{t_{02}} = \left( \frac{R_{01}}{R_{02}} \right)^2 = \left[ 1 - \frac{3}{2} \varepsilon_0 \frac{(\varepsilon_l - 1)}{(1 + 2\varepsilon_l)} \frac{(\nabla E^2)_n}{g \Delta \rho} \right]^{-2/3}. \quad (5)$$

Соотношения (4), (5) качественно определяют поведение пузырька в полевой ловушке на стадии его медленного роста. Из этих соотношений следует, что с ростом  $(\nabla E^2)_n$  отрывные размеры и время задержки пузырьков на обогреваемой поверхности существенно возрастают, что должно приводить к увеличению локальных коэффициентов теплоотдачи в местах полевых ловушек. Очевидно, что эффекты полевых ловушек наиболее существенны на начальном участке кривой кипения и в области гистерезисов закипания.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка состоит из сосуда Дьюара, заполняемого жидким азотом при атмосферном давлении. В азот помещается рабочий участок, который заземляется. Над ним располагается плоский сеточный электрод, на который подается высокий положительный потенциал. Рабочий участок представляет собой нихромовую пластину шириной 8 мм, нижняя сторона которой теплоизолирована. Пластина нагревается пропусканием через неё

переменного электрического тока  $I$ , при этом измеряется падение напряжения на пластине  $U_{обр}$ . По измеренным значениям  $I$  и  $U_{обр}$  и известной площади поверхности пластины  $S$  рассчитывается плотность теплового потока  $q = I \cdot U_{обр} / S$ . Перепад температур  $\Delta T = T_c - T_{ж}$  измеряется дифференциальными хромель-алюмелевыми термопарами, горячие спаи которых приварены к нижней стороне нагреваемой пластины, а холодные находятся в жидком азоте вдали от области кипения.

Эксперимент проводится следующим образом. Рабочий участок помещается в азот и в течение 10 минут нагревается для активации возможных центров парообразования. После этого на верхнем электроде выставляется заданное напряжение и снимается кривая кипения – зависимость перегрева поверхности  $\Delta T$  от плотности теплового потока  $q$ . После этого электрическое поле выключается и снимается кривая кипения азота без поля. Каждая точка кривой кипения снимается с учетом времени выжидания, необходимого для установления температуры после изменения нагрузки.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

#### 3.1. Влияние высоты штырька на кривую кипения

Были проведены эксперименты по исследованию кипения на гладкой поверхности с тремя штырьками различной высоты.

На гладкую поверхность для локального повышения напряженности поля и создания неоднородного электрического поля приваривались три стерженька из проволоки диаметром 0.15 мм различной высоты: 0.5 мм, 1 мм, 1.5 мм. Схема рабочего участка представлена на рис. 1. Расстояние между термопарами: между 1 и 2 термопарами – 5 мм, между 2 и 3 термопарами – 4 мм, между третьей и четвертой термопарами – 9 мм. Расстояние между штырьками обеспечивало отсутствие их взаимного влияния. Расстояние до верхнего электрода 7 мм. Потенциал на верхнем электроде 22.6 кВ.

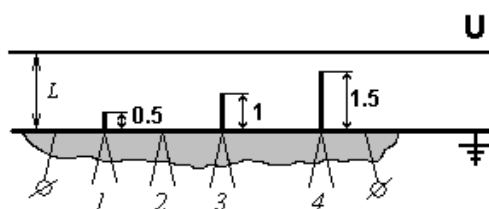


Рис. 1. Гладкая поверхность со штырьками. Схема рабочего участка: 1 – 4 – термопары

Экспериментальные результаты представлены на рис. 2.

Видно, что для штырька, имеющего минимальный размер, наложение электрического поля не приводит к интенсификации теплообмена.

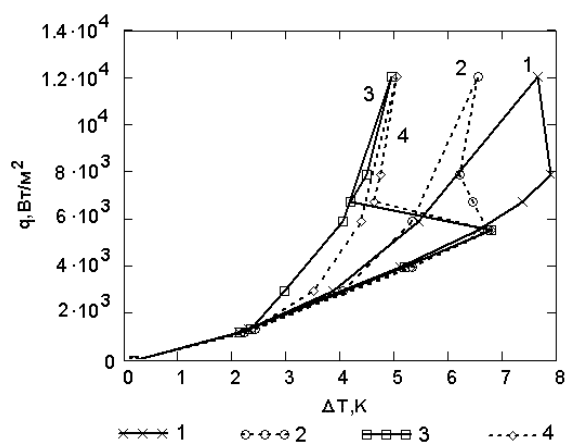


Рис. 2. Кривые кипения для всех термопар в электрическом поле: 1 – 4 термопары

#### 3.2. Влияние величины электрического поля на кривые кипения

Выполнена серия экспериментов для определения влияния величины электрического поля на кривую кипения жидкого азота. Эксперименты проведены на гладком образце с 4 штырьками: 2 штырька высотой 1 мм и 2 штырька высотой 2 мм. Перегрев поверхности измерялся 8 термопарами: 4 под штырьками и 4 под гладкой поверхностью. Результаты экспериментов представлены на рис. 3.

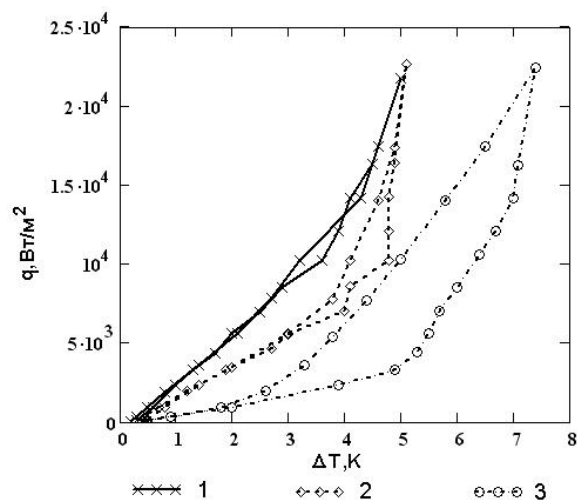


Рис. 3. Влияние интенсивности электрического поля на кривые кипения на начальном участке. Термопара 1 –  $E = 1.9 \cdot 10^6$  В/м; 2 –  $E = 10^6$  В/м; 3 – без электрического поля

Из рисунка видно, что увеличение электрического поля приводит к смещению кривых влево, т.е. меньшим перегревам поверхности соответствуют большие тепловые потоки. Также видно, что электрическое поле приводит к исчезновению гистерезиса закипания.

Также была проведена серия экспериментов на пористых поверхностях в электрическом поле. Пористые образцы представляли собой нихромовую подложку с глобулярным пористым покрытием (пористость 40%), полученным методом спекания из глобул со средним размером порядка 0.1 мм и толщиной подложки 0.2 – 0.5 мм. Эксперименты пока-

зали отсутствие влияния электрического поля на теплообмен при кипении на пористых поверхностях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты данной работы позволяют сделать некоторые выводы о способах оптимизации размеров неоднородностей на обогреваемой поверхности при кипении в электрическом поле. Электрическая сила, действующая на растущий пузырек пара, прижимает его к области минимального значения электрического поля, которая находится в основании штырька. За счет этого большая часть перегретого микрослоя жидкости испаряется, что приводит к увеличению теплосъема с поверхности в данной области. При этом отрывной диаметр пузыря увеличивается. Очевидно, что должно существовать некоторое соотношение между распределением электрического поля в области полевой ловушки и отрывным диаметром пузыря. Данная работа показала наличие таких размеров неоднородностей, меньше которых электрическое поле не оказывает существенного влияния на теплообмен при кипении. Дальнейшие исследования с использованием техники визуализации роста и отрыва пузырька позволят дать более конкретный ответ на зависимость между распределением электрического поля, отрывным размером пузыря и интенсификацией теплообмена в области полевой ловушки.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований (проект №05-02-17582, №05-08-33713), Программой фундаментальных исследований ОЭММПУ РАН “Устойчивость фазовых состояний и критические режимы теплопереноса”.

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$E$  – напряженность электрического поля, В/м;  
 $I$  – электрический ток, А;  
 $L$  – расстояние между электродами, м;  
 $S$  – площадь поверхности нагрева, м<sup>2</sup>;  
 $T$  – температура, К;  
 $U$  – напряжение, В;  
 $h$  – высота штырька, м;  
 $q$  – плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;  
 $n$  – вектор нормали к поверхности нагрева;  
 $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  
 $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;

$\rho_e$  – плотность свободных зарядов, Кул/м<sup>3</sup>;  
 $\epsilon_0$  – электрическая постоянная, Ф/м;  
 $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость.  
Индексы:  
 $b$  – пузырек;  
 $k_1$  – первый критический тепловой поток;  
 $k_2$  – второй критический тепловой поток;  
обр – образец;  
 $c$  – стенка;  
 $ж$  – жидкость;  
 $н.к$  – начало кипения;  
 $l$  – жидкость.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jones T.B. Electrohydrodynamically Enhanced Heat Transfer in Liquid // A Review. Adv. in Heat Transfer. 1978. Vol. 14. P. 107.
2. Болога М.К., Смирнов Г.Ф., Дидковский А.Б., Климов С.М. Теплообмен при кипении и конденсации в электрическом поле. Кишинев: Штиница, 1987.
3. Ogata J., Yabe A. Basic Study on the Enhancement of Nucleate Boiling Heat Transfer by Applying Electric Fields // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1993 Vol. 36. № 3. P. 775.
4. Ogata J., Yabe A. Augmentation of Boiling Heat Transfer by Utilizing the EHD Effect – EHD Behaviour of Boiling Bubbles and Heat Transfer Characteristics // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1993. Vol. 36. № 3. P. 783.
5. Cooper P. EHD Enhancement of Nucleate Boiling // Trans. ASME. 1990. Vol. 112. P. 458.
6. Karayiannis T.G., Xu Y. Electric Field Effect in Boiling Heat Transfer // J. of Enhanced Heat Transfer. 1998. Vol. 5. P. 217.
7. Di Marco P., Grassi W. Saturated Pool Boiling Enhancement by Means of an Electric Field // J. of Enhanced Heat Transfer. 1993. Vol. 1(1). P. 99.
8. Carrica P.M., Di Marco P., Grassi W. Nucleate Pool Boiling in the Presence of an Electric Field: effects of sub-cooling and heat-up rate // Exp. Thermal Fluid Sci. 1997. Vol. 5. P. 213.
9. Kweon Y.C., Kim M.H. Experimental Study of Nucleate Boiling Enhancement and Bubble Dynamic Behavior in Saturated Pool Boiling Using a Nonuniform DC Electric Field // Intern. J. of Multiphase Flow. 2000. Vol. 26. P. 1351.
10. Masson V., Carrica P.M. Geometries for Electric Field Induced Critical Heat Flux Reduction in Pool Boiling // Proc. of Two-Phase Flow Modelling and Experimentation. Pisa: Edizioni ETS, 1999. P. 335.
11. Борзенко В.И., Еронин А.А., Леонтьев А.И., Малышенко С.П. Эффект полевых ловушек в теплообмене при кипении диэлектрических жидкостей во внешних электрических полях // ТВТ. 2004. Т. 42. № 3. С. 456–460.