

Экспериментальное и численное исследование эволюции одиночного пузыря при кипении недогретой воды

Н. В. Васильев^{1,2}, Ю. А. Зейгарник¹, С. Н. Вавилов¹, Е. А. Лиджиев^{1,2},
Г. Г. Яньков³ и К. Б. Минко³

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, 2-я Бауманская ул., д.5, стр.1, Москва 105005, Россия

³ Московский энергетический институт (технический университет), Красноказарменная ул., 14, Москва 111250, Россия

E-mail: nikvikvas@mail.ru

Статья поступила в редакцию 4 апреля 2024 г.

Аннотация. Проведено экспериментальное и численное исследование эволюции одиночного пузыря при кипении недогретой до температуры насыщения воды. Для получения одиночных пузырей применялся локализованный лазерный нагрев поверхности. Процесс эволюции пузыря во времени регистрировался с помощью высокоскоростной видеосъемки (с частотой кадров 50 кГц). Моделирование изменения размеров пузыря и температуры окружающей его жидкости во времени производилось с помощью авторского CFD-кода ANES. Показано, что основная доля тепла конденсации от пузыря к жидкости передается на этапе его роста. Определяющую роль в этом процессе играет нестационарная теплопроводность жидкости. Поверхность пузыря на стадии “взрывного” роста (с продолжительностью 100–150 мкс) вследствие быстрого изменения размеров контактирует с неуспевающими прогреться холодными слоями жидкости. Таким образом, создаются условия (высокий градиент температур) для эффективного отвода тепла теплопроводностью от купола пузыря. На последующих этапах жизни (постепенного уменьшения размеров и схлопывания) плотность отводимого теплового потока падает пропорционально квадратному корню от времени. <https://doi.org/10.33849/2024102>

1. ВВЕДЕНИЕ

Кипение жидкости, недогретой до температуры насыщения, обеспечивает отвод экстремально высоких тепловых потоков [1, 2]. Эта технология активно используется в ракетной технике, в металлургии, при охлаждении пучковых мишеней в атомной промышленности, в последнее время о ее применении все чаще говорят при разработке систем охлаждения суперкомпьютеров и устройств хранения и обработки баз данных.

На сегодняшний день процесс кипения жидкости не поддается строгому математическому описанию и численному моделированию. Он описывается в значительной степени эмпирическими феноменологическими моделями, которые включают в себя описание лишь базовых подпроцессов. Применительно к кипению жидкости, недогретой до температуры насыщения, в качестве таковой можно рассматривать модель Снайдера–Берглеса [3, 4]. В ней акцент делается на описании процесса испарения жидкости в паровой пузырь из жидкого перегретого микрослоя, находящегося между пузырем и поверхностью нагрева, и процесса конденсации пара на куполе пузыря.

Испарение тонкого перегретого относительно температуры насыщения микрослоя, по всей видимости, должно происходить аналогично случаю кипения насыщенной жидкости. В определенной степени оно достаточно полно описано, например, в работах В.В. Ягова [5]. Однако механизм отвода теплоты конденсации от поверхности пузыря в толщу холодной жидкости является аспектом, требующим дополнительного осмысления и доработки. Турбулентный перенос тепла от пузырька-микросферы просто не успевает сформироваться (характерный для потока жидкости в этих условиях колмогоровский временной масштаб турбулент-

ности составляет около 1.5 мс, а полное время жизни пузыря для воды в среднем 0.5–0.8 мс). На границе раздела парового пузыря с массой окружающей жидкости происходит резкое изменение (скачок) температуры на величину недогрева до температуры насыщения. В прогреваемое пространство холодной жидкости происходит отвод тепла нестационарной теплопроводностью. Плотность теплового потока (q) при этом пропорциональна коэффициенту тепловой активности жидкости $(\rho C_p \lambda)^{0.5}$ и величине недогрева $\Delta t_{\text{нед}}$ [6].

Однако при постепенном прогреве слоев жидкости, окружающих пузырь (в случае неподвижности его границы), градиент температуры снижается, и соответственно пропорционально квадратному корню от времени уменьшается отводимый q . Настоящая работа посвящена исследованию этапов эволюции парового пузыря, характеризующихся разной скоростью движения поверхности раздела фаз, и, следовательно, разной температурой жидкости на границе пузыря.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Эксперименты проводились на установке, подробно описанной в [7]. С помощью высокоскоростной видеосъемки (с частотой кадров 50 кГц) осуществлялась визуализация эволюции одиночных пузырей, получаемых посредством локализованного лазерного нагрева, в направлении, параллельном теплоотдающей поверхности.

На рисунке 1 представлены полученные в эксперименте типичные кадры из видеосъемки эволюции парового пузыря, а на рисунке 2 — изменение его среднего диаметра во времени. Можно выделить три характерных этапа (стадии). Первый этап — это “взрывное” зарождение и быстрый рост пузыря на центре

парообразования. Этот этап (инерционная стадия роста) продолжается около 100 мкс, далее (этап 2 на рисунке 2) пузырь останавливается в росте, и его размер постепенно уменьшается. В определенный момент времени пузырь отрывается от стенки (центра парообразования). В этот момент объем пузыря составляет $\sim 0.35-0.40$ от максимального, а его форма приближается к сферической (рисунок 1). Окончательная конденсация пузыря (схлопывание) происходит уже в отрыве от стенки в потоке жидкости (этап 3 на рисунке 2).

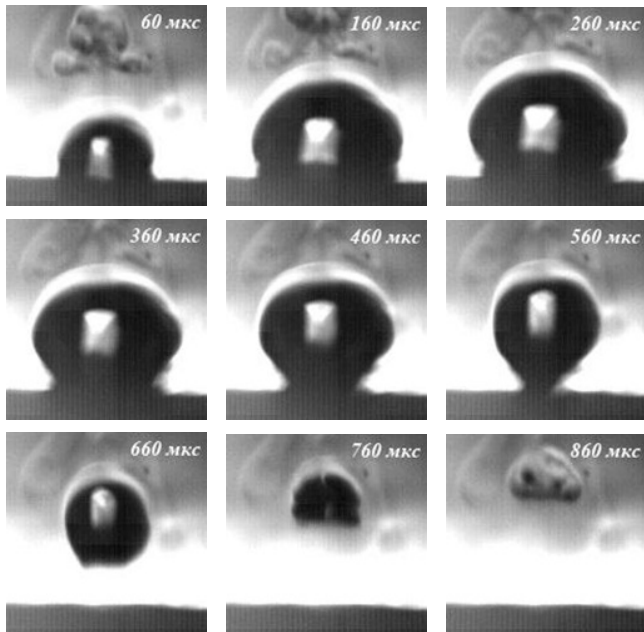


Рисунок 1. Эволюция одиночного пузыря при кипении недогретой воды: плотность теплового потока $q = 1.4 \text{ МВт/м}^2$; массовая скорость $\rho w = 0$; недогрев $\Delta t_{\text{нед}} = 42 \text{ }^\circ\text{C}$. Экспозиция — 3 мкс. Размер кадров $0.8 \times 0.8 \text{ мм}$. Время на кадрах указано от момента зарождения пузыря.

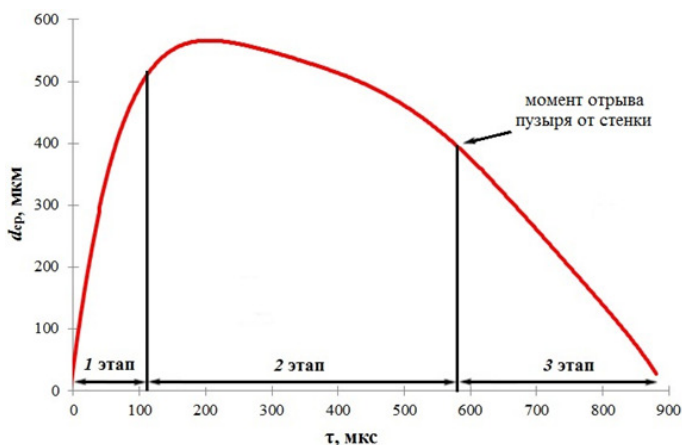


Рисунок 2. Эволюция среднего диаметра одиночного пузыря во времени при кипении воды (эксперимент): плотность теплового потока $q = 1.4 \text{ МВт/м}^2$; массовая скорость $\rho w = 0$; недогрев $\Delta t_{\text{нед}} = 42 \text{ }^\circ\text{C}$.

Для более детального исследования этапов эволюции пузыря было проведено численное моделирование.

Расчет производился с помощью метода VOF (volume of fluid) с использованием авторского CFD-кода ANES [8], разработанного в НИУ “МЭИ” и успешно реализованного при решении ряда задач двухфазного теплообмена.

На рисунке 3 представлены полученные в результате моделирования данные по скорости движения жидкости у границы поверхности пузыря на этапе его роста (время от момента зарождения пузыря — 15 мкс). Следует отметить, что эта скорость весьма высока, она достигает 6–7 м/с. С такой же скоростью будет двигаться и координата купола пузыря, то есть, начало координат зоны отвода тепла конденсации.

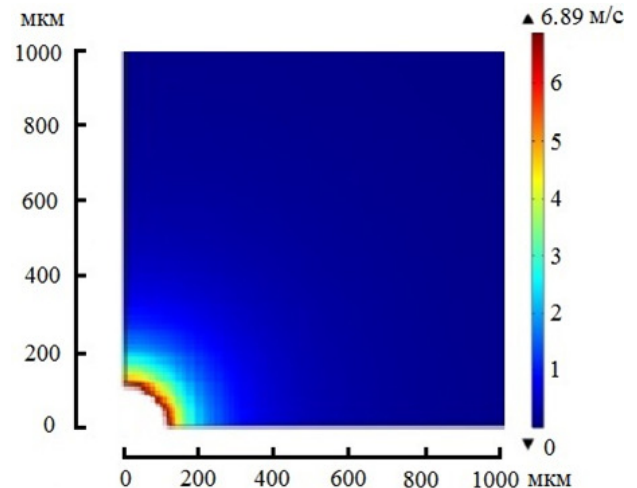


Рисунок 3. Скорость жидкости в окрестности поверхности одиночного парового пузыря (обозначен белым цветом) при кипении воды: плотность теплового потока $q = 1.4 \text{ МВт/м}^2$; массовая скорость $\rho w = 0$; недогрев $\Delta t_{\text{нед}} = 42 \text{ }^\circ\text{C}$; $\tau = 15 \text{ мкс}$ — время от момента зарождения пузыря.

Таким образом, отвод тепла нестационарной теплопроводностью на начальном этапе роста пузыря, когда градиент температур вблизи границы раздела фаз высок, будет чрезвычайно интенсивен. Но его интенсивность довольно быстро снижается со временем при неподвижной границе прогреваемого слоя ($q \sim \tau^{-0.5}$). Ситуация в корне меняется при подвижной (быстро перемещающейся) границе раздела фаз. В этом случае граничное условие первого рода (точнее его местоположение) в задаче Фурье со скоростью перемещения купола пузыря непрерывно смещается в область холодной жидкости. Высокий градиент температур в жидкости вблизи купола пузыря на начальном этапе роста сохраняется (см. рисунок 4 для момента времени 15 мкс от момента зарождения пузыря), сохраняется во времени и высокая плотность отводимого нестационарной теплопроводностью теплового потока. Тезис об определяющей роли нестационарной теплопроводности и о реализации этого процесса в условиях перемещающейся в пространстве поверхности, на которой реализуется граничное условие первого рода, является принципиальным уточнением модели Снайдера—Бергелса [3, 4].

Таким образом, на начальном этапе роста создаются условия для эффективного отвода тепла, накопленного поверхностью нагрева в период ожидания нового пузыря, тепла, выделившегося на поверхности нагрева

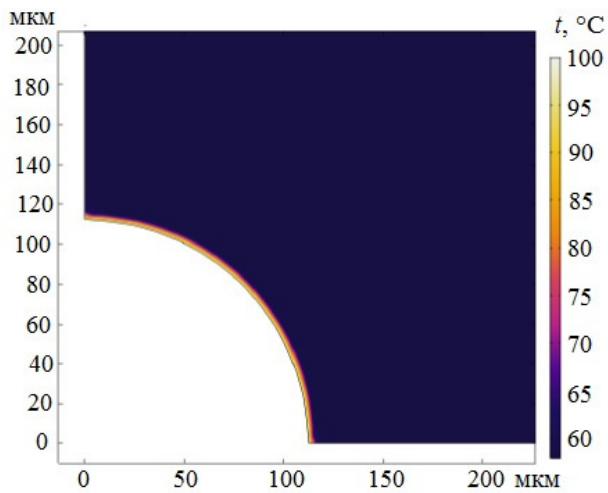


Рисунок 4. Поле температур в жидкости вблизи одиночного парового пузыря (обозначен белым цветом) при кипении воды: плотность теплового потока $q = 1.4 \text{ МВт/м}^2$; массовая скорость $\rho w = 0$; недогрев $\Delta t_{\text{нед}} = 42 \text{ }^\circ\text{C}$; $\tau = 15 \text{ мкс}$ — время от момента зарождения пузыря.

в течение собственно первого этапа, и тепла, выделившегося на заключительной фазе (этап 3 на рисунке 2) существования пузыря-предшественника (его схлопывания в потоке недогретой жидкости после отрыва от греющей стенки). В сумме оно составляет основную долю (75–85%) от всего тепла, переданного жидкости в процессе реализации цикла “испарение–конденсация”.

После достижения пузырем максимального размера он начинает уменьшаться (этап 2 на рисунке 2), причем намного медленнее, чем рос. На рисунке 5 представлено изменение скорости роста на этапе 1 от 50 до 200 мкс от зарождения пузыря и в начале этапа 2 (при этом скорость роста принимает отрицательные значения вследствие уменьшения его размера со временем). При этом поверхность пузыря будет контактировать с жидкостью у ее границы, температура которой будет со временем, вследствие передачи тепла конденсации, расти. С этого момента отводимый q начнет уменьшаться пропорционально квадратному корню от времени.

В процессе уменьшения размера пузыря при кипении недогретой воды постепенно меняется его форма, переходя от полусферической к близкой к сферической (рисунок 1). То есть микрослой жидкости под пузырем под действием реактивных сил испаряющегося пара деформируется [9] и испаряется. В случае воды при атмосферном давлении близкая к сферической форма пузыря достигается примерно по прошествии 400–550 мкс после его зарождения. Размер пузыря при этом составляет примерно 0.7 от максимального по диаметру или 0.3 от максимального по объему. Пузырь с формой, близкой к сферической, как показали наблюдения, более склонен к отрыву от поверхности нагрева. Заметим, что это достаточно наглядно проявляется при кипении хладона R113 [7], когда в силу более высоких приведенных давлений пузыри изначально имеют близкую к сфере форму, смещаются от центра парообразования и отрываются в поток.

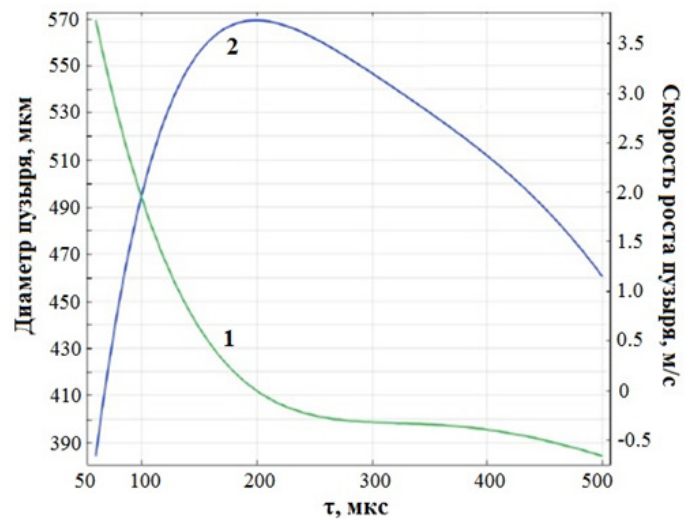


Рисунок 5. Графики изменения скорости роста и размеров парового пузыря в промежутке времени 50–500 мкс от его зарождения: 1 — скорость роста пузыря; 2 — диаметр пузыря.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием сочетания экспериментального (высокоскоростной видеосъемки) и численного (расчета с помощью авторского CFD-кода ANES) методов проведено исследование этапов эволюции одиночного пузыря при кипении недогретой воды. Показано, что основное количество теплоты конденсации от пузыря (до 75–85%) отводится теплопроводностью на этапе его “взрывного” роста. На этом этапе за счет быстрого движения границы пузыря вглубь холодной жидкости сохраняется максимальный градиент температуры (равный величине недогрева). На последующих этапах эволюции пузыря (уменьшения размера, отрыва и схлопывания) интенсивность отвода теплоты снижается за счет прогрева близлежащих слоев жидкости.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Госзадание № 075-00270-24-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mudawar I and Bowers M В 1999 *International Journal of Heat and Mass Transfer* **42** 1405
2. Васильев Н В, Зейгарник Ю А и Ходаков К А 2022 *Теплоэнергетика* **5** 3–17
3. Snyder N W and Robin T T 1969 *Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer* **91** 404–411
4. Bergles A E 1977 *Nuclear Safety* **18** 154–167
5. Ягов В В 2014 *Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях* (М.: Издательский дом МЭИ)
6. Лыков А В 1967 *Теория теплопроводности* (М.: Высшая школа)
7. Васильев Н В, Зейгарник Ю А, Вавилов С Н и Лиджиев Е А 2023 *Вестник ОИВТ РАН* **9** 23–26
8. Код ANES [Электронный ресурс]. URL: <http://anes.ch12655.tmlweb.ru/>
9. Сердюков В С, Суртаев А С, Павленко А Н и Чернявский А Н 2018 *Теплофизика высоких температур* **56** 563–570